F 1578

ACADEMIA REPUBLICII SOCIALISTE ROMÂNIA

REFERÁLVA

STUDII ȘI CERCETĂRI DE GEOLOGIE GEOFIZICĂ GEOGRAFIE

L 034480

GEOFIZICĂ

TOMUL 16
1978

EDITURA ACADEMIEI REPUBLICII SOCIALISTE ROMÂNIA

ACADEMIA REPUBLICII SOCIALISTE ROMÂNIA

Comitetul de redacţie

Redactor responsabil:

ACAD. SABBA ŞTEFĂNESCU

Redactor responsabil adjunct:

Prof. LIVIU CONSTANTINESCU, membru corespondent al Academiei Republicii Socialiste România.

Membri:

Prof. IULIAN GAVĂT, membru corespondent al Academiei Republicii Socialiste România, Prof. RADU BOTEZATU, membru corespondent al Academiei Republicii Socialiste România, DRAGOMIR ROMANESCU, MARIUS VISARION.

Secretar ştiinţific de redacţie: DOREL ZUGRĂVESCU

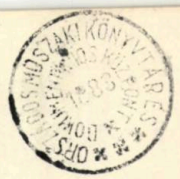
Toute commande de l'étranger pour les travaux parus aux Editions de l'Académie de la République Socialiste de Roumanie sera adressée à ILEXIM Departamentul Export-Import Presă POB 136—137-télex: 11226 — Bucarest, 3, 13 Decembrie Roumanie.

În ţară abonamentele se primesc la oficiile poştale, agenţiile poştale, factorii poştali şi difuzorii de presă din întreprinderi şi instituţii. Revistele se pot procura (direct sau prin poştă) şi prin PUNCTUL DE DESFACERE din cadrul Editurii Academiei.

Manuscrisele, cărţile şi revistele pentru schimb, precum şi orice altă corespondenţă, se trimit la Comitetul de redacţie al revistei pe adresa: str. Alex. Sahia nr. 19—21, 70201—Bucureşti.

EDITURA ACADEMIEI REPUBLICII SOCIALISTE ROMÂNIA
Bucureşti, Calea Victoriei 125, 71021, tel. 50.76.80

1978 NOV 1



STUDII ŞI CERCETĂRI

DE

GEOLOGIE
GEOFIZICĂ
GEOGRAFIE

GEOFIZICĂ

TOM. 16 1978

SUMAR

RADU BOTEZATU, Contribuţii la problema descrierii analitice a anomaliilor cîmpurilor potenţiale. 3. Dimensiuni şi semnificaţii fizice ale unor mărimi sintetice determinate folosind descrierea analitică pe profil a anomaliilor gravimetrice 3

G. MÜLLER, K. P. BONJER, H. STÖCKL, DUMITRU ENESCU, Cutremurul românesc din 4 martie 1977. Procesul de rupere dedus din soluţia planului de falie şi analiza evenimentului multiplu 11

ION CORNEA, ELEONORA SPÂNOCHE, Contribuţii la studiul seismogeologic al părţii de Nord-Est a Depresiunii Panonice (zona Oradea-Carei) 27

NGUYEN HUU DUC, Studiul paleomagnetic al sedimentelor roşii de vîrstă permiană din bazinul Mehadia (Banat) 33

VIRGIL BARDAN, Unele aplicaţii ale teoriei distribuţiilor la reprezentarea semnalelor şi a sistemelor liniare 53

RAUL DOROBANŢU, DOREL ZUGRĂVESCU, Traductor capacitiv miniaturizat de mare sensibilitate cu utilizări în aparatura geofizică 87

D. PARASCHIV, M. CRISTIAN, Date preliminare şi consideraţii geologice asupra unor parametri fizici întîlniţi la mare adîncime 99

D. MILCOVEANU, O sinteză a modelelor şi diagramelor spectrale utilă pentru interpretarea, pe baza analizei Fourier, a explorărilor gravimetrice şi magnetice (II) 113

D. MILCOVEANU, Funcţia de autocorelaţie şi noi posibilităţi de utilizare în interpretarea geofizică 127

ST. CERC., GEOL., GEOFIZ., GEOGR., GEOFIZICĂ, TOM 15, P. 1–168, BUCUREŞTI, 1978

CONTRIBUȚII LA PROBLEMA DESCRIERII ANALITICE A ANOMALIILOR CÎMPURILOR POTENȚIALE

3. DIMENSIUNI ȘI SEMNIFICAȚII FIZICE ALE UNOR MĂRIMI SINTETICE DETERMINATE FOLOSIND DESCRIEREA ANALITICĂ PE PROFIL A ANOMALIILOR GRAVIMETRICE

DE

RADU BOTEZATU

Universitatea din București

În continuarea unor preocupări inițiate cu un deceniu în urmă (Botezatu 1968, 1973 ; Botezatu et al. 1974 ; Botezatu 1976), ne propunem să stabilim dimensiunile și semnificațiile fizice ale unor mărimi deduse cu mijloacele moderne de prelucrare și analiză a funcțiilor de descriere analitică a anomaliilor gravimetrice sau magnetice.

Ideea de la care s-a plecat la început a fost aceea că, dacă s-ar putea exprima analitic distribuția în suprafață a cîmpurilor potențiale, cunoscută prin valorile discrete dintr-un dispozitiv oarecare de puncte de măsură, s-ar putea rezolva mult mai comod și la un grad de precizie mai ridicat decît cel actual problema analizei acestor cîmpuri din care să se desprindă informații suplimentare privind sursele geologice ale anomaliilor cartate. Tratarea problemei pe profil și nu în suprafață nu impietează cîtuși de puțin asupra concluziilor, deoarece trecerea de la una la alta este numai o problemă de calcul numeric — iar folosirea calculatorului electronic o rezolvă rapid și elegant — fără vreo schimbare a proprietăților, dimensiunilor sau semnificației fizice.

Pe parcursul urmăririi problemei descrierii analitice a fost demonstrat că pentru anomaliile de tip treaptă sau clopot, fără un grad prea ridicat de asimetrie și fără frecvente oscilații microanomale, folosirea unor polinoame de puteri ale distanței pînă la gradul 6 sînt total satisfăcătoare, atît pentru anomalii regionale cît și locale, pentru ca funcția de descriere să simuleze anomalia cartată cu abateri care rămîn ca ordin de mărime comparabile cu erorile de cartare. De asemenea, a fost demonstrat că funcția de descriere analitică folosită, în domeniul spațial, conservă dimensiunile reale ale mărimii fizice la care este aplicată, iar orice transformare ulterioară a acesteia — prin derivare sau integrare, care să conducă la gradienți orizontali sau cîmpuri continuate analitic — va avea de asemenea dimensiunile corecte corespunzătoare mărimii obținute.

Funcția de descriere analitică pe care o folosim, în notație generală, are forma

$$f(x) = A + B \cdot x + C \cdot x^2 + D \cdot x^3 + E \cdot x^4 + F \cdot x^5 + G \cdot x^6 \qquad (1)$$

cu coeficienții A, B, ..., G determinați prin metoda celor mai mici pătrate, $f(x)$ putînd avea semnificație de cîmp al gravității sau geomagnetic, respectiv $g(x)$, $T(x)$, $Z(x)$ sau $H(x)$.

ST. CERC. GEOL., GEOFIZ., GEOGR., GEOFIZICĂ, TOM 16, P. 3 – 10, BUCUREȘTI, 1978

În lucrarea de față vom analiza proprietățile, dimensiunile și semnificațiile fizice ale unor mărimi, folosite curent în ultima vreme, prin transformarea cîmpurilor potențiale în domeniul spectral.

SPECTRUL DE AMPLITUDINE A(ω)

Funcția spectrului de distribuție al amplitudinilor sau, mai pe scurt, spectrul de amplitudine $A(\omega)$ poate fi determinat plecînd de la observația că funcția $f(x)$ nefiind repetabilă, cu alte cuvinte fiind permis a o considera drept un trazient, este reprezentabilă printr-o integrală Fourier. În acest caz, $f(x)$ definit de relația (1) pe care îl considerăm în această lucrare ca $g(x)$, va avea ca transformată Fourier

$$G(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} g(x) \cdot e^{-i\omega x} \cdot dx. \tag{2}$$

Rezolvarea integralei din relația (2) se poate realiza fără dificultăți folosind formula lui Euler

$$e^{-i\omega x} = \cos\omega x - i \cdot \sin\omega x \tag{3}$$

și, în acest caz, $G(\omega)$ va avea forma

$$G(\omega) = P(\omega) - i \cdot Q(\omega) \tag{4}$$

iar $A(\omega)$ va fi

$$A(\omega) = [P^2(\omega) + Q^2(\omega)]^{1/2} \tag{5}$$

ω reprezentînd frecvența unghiulară spațială exprimată în radiani/distanță și avînd deci dimensiunea L^{-1}.

Cu $g(x)$ definit de relația (1), ținînd cont de relațiile (2)—(5) și (8)—(9), efectuînd calculele necesare, se obține final

$$A(\omega) = \left\{ \frac{K_1^2}{\omega^2} + \frac{K_3^2}{\omega^6} - 2 \cdot \frac{K_1 \cdot K_3}{\omega^4} + \frac{K_2^2}{\omega^4} + \frac{K_4^2}{\omega^8} - 2 \cdot \frac{K_2 \cdot K_4}{\omega^6} + \right.$$

$$+ \frac{K_5^2}{\omega^{10}} + \frac{K_7^2}{\omega^{14}} - 2 \cdot \frac{K_5 \cdot K_7}{\omega^{12}} + \frac{K_6^2}{\omega^{12}} + 2 \cdot \frac{K_1 \cdot K_5}{\omega^6} - 2 \cdot \frac{K_1 \cdot K_7}{\omega^8} -$$

$$\left. - 2 \cdot \frac{K_3 \cdot K_5}{\omega^8} + 2 \cdot \frac{K_3 \cdot K_7}{\omega^{10}} + 2 \cdot \frac{K_2 \cdot K_6}{\omega^8} - 2 \cdot \frac{K_4 \cdot K_6}{\omega^{10}} \right\}^{1/2}.$$

În relația (6), $K_1 = g(x)$ este cu dimensiuni $L^1 \cdot T^{-2}$, $K_2 = g^{I}(x)$ cu $L^{\circ} \cdot T^{-2}$, $K_3 = g^{II}(x)$ cu $L^{-1} \cdot T^{-2}$, $K_4 = g^{III}(x)$ cu $L^{-2} \cdot T^{-2}$, $K_5 = g^{IV}(x)$ cu $L^{-3} \cdot T^{-2}$, $K_6 = g^{V}(x)$ cu $L^{-4} \cdot T^{-2}$, iar $K_7 = g^{VI}(x)$ cu $L^{-5} \cdot T^{-2}$, toate derivatele lui $g(x)$ fiind în raport cu x. Folosim pentru cîmpul gravității, prin consens, dimensiunile $L^1 \cdot T^{-2}$ în loc de $M \cdot L^1 \cdot T^{-2}$ cum de fapt

ar fi corect deoarece cîmpul, cu semnificație fizică de forță, este raportabil la un corp de masă unitară; aceeași observație este valabilă atît pentru potențialul gravității cît și pentru oricare din derivatele acestuia. Verificarea acestei relații, termen cu termen, arată că ea este omogenă, iar $A(\omega)$ are dimensiunile $L^2 \cdot T^{-2}$, în unități C.G.S. deci $cm^2 \cdot s^{-2}$.

Ținînd cont de observația de mai sus, rezultă că în general $A(\omega)$ are dimensiuni de moment al unei forțe care acționează asupra unui corp de masă unitară sau de lucru mecanic, iar în particular, în domeniul gravimetriei, de potențial al gravității.

În teoria analizei Fourier se face afirmația că funcția $f(x)$, în cazul nostru $g(x)$, poate fi considerată ca suma a unui număr infinit de oscilații sinusoidale cu amplitudinea $A(\omega)$ și cu faza

$$\varphi(\omega) = \operatorname{arc\,tg} \frac{Q(\omega)}{P(\omega)} \,. \tag{7}$$

Reamintim că

$$P(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} g(x) \cdot \cos \omega x \cdot \mathrm{d}x \tag{8}$$

și

$$Q(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} g(x) \cdot \sin \omega x \cdot \mathrm{d}x \,. \tag{9}$$

Prin revenirea în domeniul spațial pe baza relației cunoscute

$$g(x) = \frac{1}{\pi} \int_{0}^{\infty} A(\omega) \cdot \cos [\omega \xi - \varphi(\omega)] \cdot \mathrm{d}\omega \tag{10}$$

se recîștigă dimensiunile de cîmp ale lui $g(x)$. Acest lucru apare evident examinînd dimensiunile mărimilor de sub semnul integral, $A(\omega)$ cu $L^2 \cdot T^{-2}$, $\mathrm{d}\omega$ cu L^{-1} iar funcția trigonometrică fără dimensiuni, ceea ce conduce final la dimensiunile corecte $L^1 \cdot T^{-2}$ ale cîmpului gravității. Este de precizat că în relația (10) a fost înlocuit x prin ξ numai pentru a nu se produce vreo confuzie deoarece integralele definite sînt funcție de limitele lor.

Relația (10) arată că într-adevăr $g(x)$ poate fi considerat ca sumă a unui număr infinit de oscilații sinusoidale cu amplitudinea $A(\omega)$. Numai că aceste oscilații sinusoidale nu sînt ale unei mărimi de cîmp, ci ale unei alte mărimi gravimetrice care are dimensiuni de potențial, fără însă a fi însuși potențialul gravității.

Din toate cele de mai sus rezultă că există o diferență esențială în aplicarea analizei Fourier în problemele de geofizică în general și, în cele de gravimetrie, în mod particular. Această diferență esențială apare din următoarele:

— Atunci cînd se folosește dezvoltarea în serie Fourier, funcția $g(x)$ reprezintă o sumă de componente armonice pentru care A_k și φ_k definesc amplitudinile respectiv unghiurile de fază dar, conform relațiilor bine cunoscute, A_k își conservă dimensiunile de cîmp al gravității, respectiv $L^{-1} \cdot T^{-2}$. Suma conține în ea valoarea medie a funcției $g(x)$, o oscilație fundamentală — cu lungime de undă sau frecvență unghiulară fundamen-

tală, după cum dorim să o considerăm în raport cu problema de rezolvat —, precum şi oscilaţiile armonice corespunzătoare multiplilor întregi ai frecvenţei fundamentalei. Aşadar, un spectru de amplitudine determinat prin dezvoltarea în serie Fourier, cunoscut în mod curent sub numele de spectru liniar, discret sau riglat, reprezintă într-adevăr o imagine a compoziţiei funcţiei $g(x)$ sub aspectul mărimii amplitudinilor oscilaţiilor unor componente cu dimensiuni de asemenea de cîmp şi al căror efect însumat determină pe $g(x)$.

— În cazul folosirii integralei Fourier, spectrul de amplitudine $A(\omega)$ al lui $g(x)$ este un spectru continuu al amplitudinilor unor oscilaţii armonice, însă ale unei alte mărimi gravimetrice care nu mai are dimensiuni de cîmp ci de potenţial. Cu alte cuvinte, un spectru continuu al amplitudinilor $A(\omega)$ nu reprezintă o imagine a compoziţiei funcţiei $g(x)$ din punctul de vedere al unor componente cu dimensiuni de cîmp.

Aşadar, dezvoltarea în serie Fourier ne conduce la o structură a anomaliei gravimetrice $g(x)$ de tipul unei sume de oscilaţii sinusoidale cu semnificaţie de cîmp din care una este fundamentală şi celelalte armonicele ei, deci legate intim de fundamentală, în timp ce folosirea integralei Fourier ne conduce la o structură a lui $g(x)$ de asemenea de tipul unei sume de oscilaţii sinusoidale dar ale unei mărimi gravimetrice necunoscute despre care cunoaştem numai că are dimensiuni de potenţial.

ENERGIA PROCESULUI $g(x)$

Energia procesului $g(x)$, definită ca integrala puterii instantanee, este dată în domeniul spaţial de relaţia

$$E = \int_{-\infty}^{\infty} [g(x)]^2 \cdot \mathrm{d}x \tag{11}$$

iar în domeniul spectral de

$$E = \frac{1}{2\pi} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} [A(\omega)]^2 \cdot \mathrm{d}\omega \,. \tag{12}$$

Înlocuind în relaţia (12) pe $A(\omega)$ conform relaţiei (6) şi efectuînd integrarea, care de asemenea nu prezintă dificultăţi, se obţine în final

$$E = \frac{1}{2\pi} \cdot \left\{ -\frac{K_1^2}{\omega} - \frac{1}{5} \cdot \frac{K_3^2}{\omega^5} + \frac{2}{3} \cdot \frac{K_1 \cdot K_3}{\omega^3} - \frac{1}{3} \cdot \frac{K_2^2}{\omega^3} - \right.$$
$$- \frac{1}{7} \cdot \frac{K_4^2}{\omega^7} + \frac{2}{5} \cdot \frac{K_2 \cdot K_4}{\omega^5} - \frac{1}{9} \cdot \frac{K_5^2}{\omega^9} - \frac{1}{13} \cdot \frac{K_7^2}{\omega^{13}} + \tag{13}$$
$$+ \frac{2}{11} \cdot \frac{K_5 \cdot K_7}{\omega^{11}} - \frac{1}{11} \cdot \frac{K_6^2}{\omega^{11}} - \frac{2}{5} \cdot \frac{K_1 \cdot K_5}{\omega^5} + \frac{2}{7} \cdot \frac{K_1 \cdot K_7}{\omega^7} +$$
$$\left. + \frac{2}{7} \cdot \frac{K_3 \cdot K_5}{\omega^7} - \frac{2}{9} \cdot \frac{K_3 \cdot K_7}{\omega^9} - \frac{2}{7} \cdot \frac{K_2 \cdot K_6}{\omega^7} + \frac{2}{9} \cdot \frac{K_4 \cdot K_6}{\omega^9} \right\}.$$

Verificarea acestei relații, termen cu termen, arată de asemenea că ea este omogenă, iar dimensiunile lui E sînt $L^3 \cdot T^{-4}$ — subînțelegînd în continuare masa $M = 1$, în unități C.G.S. exprimabile prin $cm^3 . s^{-4}$; dealtfel, aceste dimensiuni se pot constata și direct prin examinarea dimensiunilor mărimilor de sub semnul integral din relațiile (11) și (12).

Rezultă din cele de mai sus că ceea ce este numit energie conform relațiilor (11) sau (12) are alte dimensiuni decît moment al unei forțe care acționează asupra unei mase unitare, lucru mecanic, energie sau potențial ($L^2 . T^{-2}$), după cum are alte dimensiuni și față de putere în sensul de transfer de energie ($L^2 . T^{-3}$). Așadar, energia procesului $g(x)$ ne apare ca o mărime convențională, cu dimensiuni care nu o fac comparabilă cu vreo mărime fizică folosită în prezent în știință sau tehnică și, în nici un caz nu are semnificație de energie în sensul curent al acestui termen.

STUDIU DE CAZ PE ANOMALIA GRAVIMETRICĂ MERCHEAȘA

Stabilirea dimensiunilor și a semnificației fizice ale lui $A(\omega)$ și E nu exclude de principiu ca aceste două mărimi, în domeniul gravimetriei, determinate pe baza relației (6), respectiv (13), să aibă unele proprietăți care să le facă utile în analiza anomaliilor gravimetrice. Vom încerca să clarificăm acest aspect prezentînd morfostructura acestor două mărimi pentru un profil al unei anomalii gravimetrice cunoscută.

Anomalia gravimetrică reziduală de la Mercheașa a mai fost folosită de noi în alte scopuri, într-o lucrare anterioară (Botezatu și Calotă 1975) unde este prezentată și imaginea ei în suprafață (fig. 12). Această anomalie gravimetrică este produsă de o masă de sare îngrămădită constituind sîmburele unei cute diapire care străpunge formațiuni neogene, iar structura geologică în ansamblu este destul de bine cunoscută din 17 foraje și din prospecțiuni seismice de reflexie pentru a putea avea o imagine corectă asupra corelației cauză-efect, respectiv structură geologică-anomalie gravimetrică.

Variația anomaliei gravimetrice reziduale Δg_L prezentată în figura 1 corespunde unui profil pe direcția E—V situat în zona centrală a anomaliei și, în același timp, și unui profil de 5 foraje din care cel central a traversat întreaga masă de sare.

Anomalia reziduală Δg_L este descrisă analitic de o funcție $g(x)$ care, în urma calculelor efectuate, este

$$g(x) = -2{,}0500000000 - 0{,}0849145884 \cdot x + 0{,}0796561456 \cdot x^2 + \\ + 0{,}0019315042 \cdot x^3 - 0{,}0010597484 \cdot x^4 - \\ - 0{,}0000109248 \cdot x^5 + 0{,}0000046876 \cdot x^6. \qquad (14)$$

După cum se poate remarca din fig. 1, $g(x)$ descrie foarte bine anomalia Δg_L. Dealtfel, abaterile calculate între cele două serii de valori arată, folosind notația lui Bessel, că media aritmetică a abaterilor este

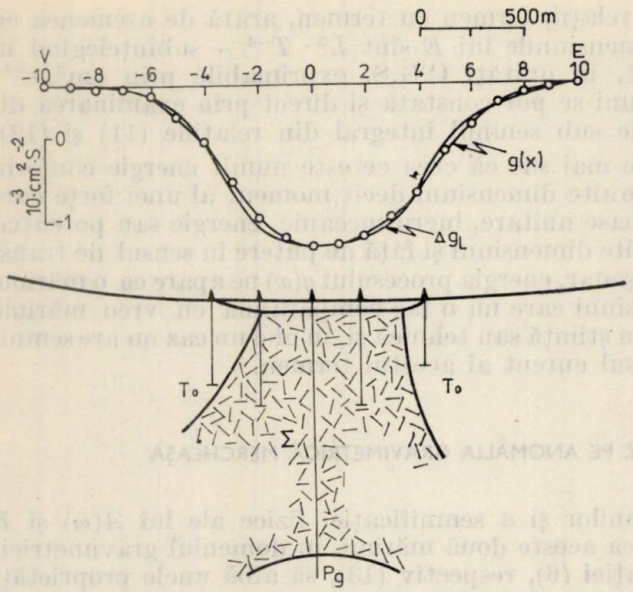


Fig. 1.— Variația anomaliei gravimetrice reziduale Δg_L și a funcției de descriere analitică a acesteia $g(x)$, în paralel cu secțiunea geologică pe un profil central de direcție E—V peste cuta anticlinală Mercheașa (Legenda geologică: T_0 = Tortonian; P_g = Paleogen, Σ = sare).

$L = +0{,}023.10^{-3}.\text{cm.s}^{-2}$, iar eroarea medie pătratică este $m = \pm 0{,}080.10^{-3}.\text{cm.s}^{-2}$, ambele situîndu-se sub nivelul practic al erorilor de cartare a anomaliilor gravimetrice.

Din figura 1 apare clară puterea rezolutivă a prospecțiunii gravimetrice care înregistrează printr-un minim ușor asimetric prezența anticlinalului diapir cu sîmbure de sare de la Mercheașa, cu apex-ul anomaliei situat deasupra axului anticlinalului și cu ușoara asimetrie legitimată de înclinarea diferită a pereților sîmburelui de sare în cele două flancuri ale cutei.

În figura 2 este prezentat spectrul de amplitudine $A(\omega)$ al funcției $g(x)$ definită de relația (14), calculat pe baza relației (6) cu valoarea frecvenței unghiulare spațiale ω a oscilației fundamentale, respectiv $\omega = 0{,}3141592654$ rad. cm^{-1} (valoare derivată din relația cunoscută $\omega \cdot L_x = 2\pi$, în care $L_x = 20$, respectiv lungimea normată a profilului). Morfostructura spectrului de amplitudine este tot aceea a unui minim asimetric, cu o asimetrie mai accentuată însă, avînd flancul estic mai abrupt care atinge valori mai mari decît cel estic.

În figura 3 este prezentată variația energiei E a procesului $g(x)$ definită de relația (14), calculată pe baza relației (13) cu aceeași valoare a frecvenței unghiulare spațiale ω a oscilației fundamentale. Morfostructura variației acestei mărimi de-a lungul profilului considerat este de minim, cu o ușoară asimetrie.

În general, nu am putea aprecia un conținut de informații mai bogat în cele două mărimi sintetice, $A(\omega)$ și E, față de anomalia reziduală Δg_L. Este adevărat, pe de o parte, că dintr-un singur caz tratat nu se pot trage concluzii și, pe de altă parte, că nici lipsa noastră de experiență în folosirea unor astfel de mărimi gravimetrice ca surse de informații suplimentare

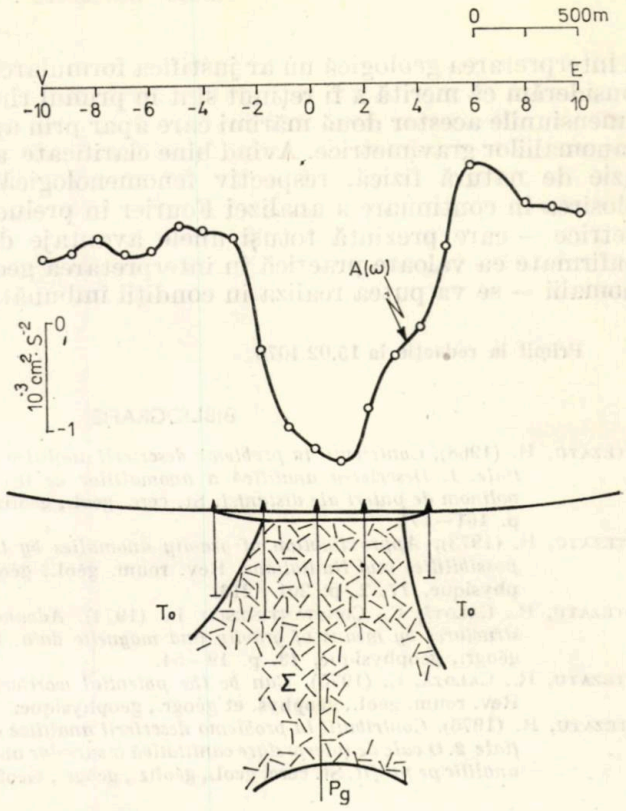


Fig. 2. — Spectrul de amplitudine $A(\omega)$ determinat pe baza funcției de descriere analitică $g(x)$ pentru profilul din fig. 1.

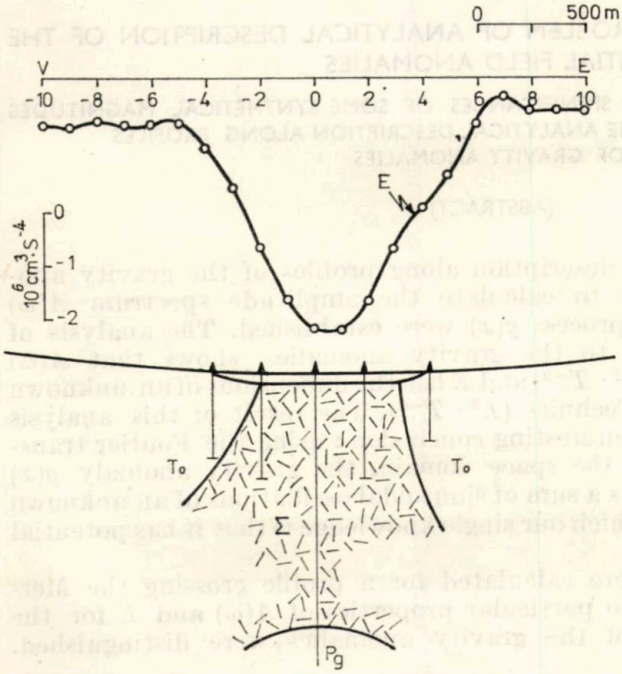


Fig. 3. — Energia E a procesului $g(x)$ pentru profilul din fig. 1.

în interpretarea geologică nu ar justifica formularea unor concluzii. Ceea ce considerăm că merită a fi reţinut sînt în primul rînd semnificaţiile fizice şi dimensiunile acestor două mărimi care apar prin aplicarea analizei Fourier a anomaliilor gravimetrice. Avînd bine clarificate aceste aspecte, orice confuzie de natură fizică, respectiv fenomenologică, poate fi eliminată şi folosirea în continuare a analizei Fourier în prelucrarea anomaliilor gravimetrice — care prezintă totuşi unele avantaje de necontestat, dealtfel confirmate ca valoare practică în interpretarea geologică a unor astfel de anomalii — se va putea realiza în condiţii îmbunătăţite.

Primit la redacţie la 15.02.1078

BIBLIOGRAFIE

BOTEZATU, R. (1968), *Contribuţii la problema descrierii analitice a anomaliilor cimpurilor potenţiale. 1. Descrierea analitică a anomaliilor de tip treaptă, pe profile, printr-un polinom de puteri ale distanţei*, St. cerc. geol., geofiz. geogr., Seria geofizică, **6**, *2*, p. 161—171.

BOTEZATU, R. (1973), *Approximation of gravity anomalies by the least squares method. Some possibilities and limitations.* Rev. roum. géol., géophys. et géogr., Série de géophysique, *17*, 2, p. 201—216.

BOTEZATU, R., CALOTĂ, C., CONSTANTINESCU L. (1974), *Advances in investigating magmatic structures by means of gravity and magnetic data.* Rev. roum. géol., géophys. et géogr., géophysique, **18**, p. 19—54.

BOTEZATU, R., CALOTĂ, C. (1975), *Can be the potential worthwhile in gravity interpretation?*, Rev. roum. géol., géophys. et géogr., géophysique, **19**, p. 3—19.

BOTEZATU, R. (1976), *Contribuţii la problema descrierii analitice a anomaliilor cimpurilor potenţiale 2. O cale de interpretare cantitativă a surselor anomaliilor de tip treaptă descrise analitic pe profil*, St. cerc. geol., geofiz., geogr., Geofizică, **14**, *2*, p. 167—172.

CONTRIBUTION TO THE PROBLEM OF ANALYTICAL DESCRIPTION OF THE POTENTIAL FIELD ANOMALIES

3. DIMENSIONS AND PHYSICAL SIGNIFICANCES OF SOME SYNTHETICAL MAGNITUDES DETERMINED USING THE ANALYTICAL DESCRIPTION ALONG PROFILES OF GRAVITY ANOMALIES

(ABSTRACT)

Using the analytical description along profiles of the gravity anomalies, practical formulae to calculate the amplitude spectrum $A(\omega)$ and the energy E of the process $g(x)$ were established. The analysis of these magnitudes, related to the gravity anomalies, shows that $A(\omega)$ has potential dimensions $(L^2 \cdot T^{-2})$ and E has the dimensions of an unknown magnitude in Science or Technics $(L^3 \cdot T^{-4})$. The result of this analysis allows to taken off a very interesting conclusion : using the Fourier transform and coming back in the space domain, the gravity anomaly $g(x)$ reveals having a structure as a sum of sinusoidal oscillations of an unknown gravity magnitude about which our single knowledge is that it has potential dimensions.

These magnitudes were calculated for a profile crossing the Mercheaşa gravity anomaly. No particular properties of $A(\omega)$ and E for the geological interpretation of the gravity anomalies were distinguished.

CUTREMURUL ROMÂNESC DIN 4 MARTIE 1977. PROCESUL DE RUPERE DEDUS DIN SOLUȚIA PLANULUI DE FALIE ȘI ANALIZA EVENIMENTULUI MULTIPLU[1]

DE

G. MÜLLER[2], K. P. BONJER[2], H. STÖCKL[2] și DUMITRU ENESCU[3]

INTRODUCERE

Cutremurele de adîncime intermediară din regiunea Vrancea formează un mănunchi izolat de evenimente, similar cu mănunchiurile de sub Hindukuș și de sub Bucaramanga, Columbia. Distribuția epicentrelor și adîncimilor cutremurelor din Vrancea a fost studiată intens (vezi, de exemplu, Karnik 1969, Iosif și Iosif, 1975) și un mare număr de soluții de plan de falie au fost determinate (Constantinescu și Enescu, 1963, 1964; Constantinescu, Enescu și Ruprechtová, 1966; Ritsema, 1969, 1974; Radu, 1974). Totuși nu a rezultat pînă acum o imagine clară a cauzelor tectonice ale acestor cutremure. Părerea curentă este că ele sînt produse prin mișcări de subîmpingere de-a lungul unei zone de falie care înclină brusc spre nord-vest. În ciuda dimensiunilor mici ale zonei de cutremure și a geometriei complicate a Carpaților cu curbura lor bruscă în regiunea Vrancea, au fost folosite totuși conceptele simple ale tectonicii în plăci pentru explicația care conduce la ideea că o continuare a marginii plăcii Mării Negre este subdusă sub placa Eurasiatică (Roman, 1971; McKenzie, 1972; Constantinescu, Cornea și Lăzărescu, 1973; Radu, 1974, Iosif și Iosif, 1975.) Sînt necesare studii observaționale suplimentare pentru a fundamenta sau schimba aceste idei. Printre ele, investigațiile puternicului cutremur de la 4 martie 1977 sînt desigur de importanță deosebită.

În această lucrare investigăm procesul focal al cutremurului din 4 martie 1977. Mai întîi descriem datele care arată că cutremurul a fost o rupere multiplă, constînd dintr-un preșoc și cel puțin trei șocuri principale (aceste șocuri principale vor fi notate în cele ce urmează cu șocul 1, 2 și 3 respectiv). Apoi va fi dată soluția planului de falie pentru șocul 1 și va fi discutată natura șocului 3. Într-un alt capitol este aplicată tehnica „master-event" la localizarea celor trei șocuri principale în raport cu preșocul.

În final este dată o descriere în timp și spațiu a procesului de rupere pentru primele 20—25 secunde, incluzînd alegerea planului de rupere din planele nodale ale soluției de plan de falie și o comparare cu aria replicelor din martie 1977.

---

[1] Lucrare elaborată în cadrul colaborării științifice româno-vest germane.

[2] Institutul de geofizică al Universității din Karlsruhe, R. F. Germania.

[3] Centrul de fizica Pămîntului și seismologie București, Măgurele Sectorul 6.

ST. CERC. GEOL., GEOFIZ., GEOGR., GEOFIZICĂ, TOM 16, P. 11—26, BUCUREȘTI, 1978

DATELE ŞI IDENTIFICAREA ŞOCURILOR

Am folosit următoarele date :

1). Înregistrările pe hîrtie afumată ale pendulilor Mainka de la staţiile româneşti BUC (Bucureşti), CMP (Cîmpulung), BAC (Bacău) şi IAS (Iaşi).

2). Seismogramele de lungă perioadă de la aproximativ 60 de staţii, în majoritate din „Reţeaua mondială de seismografe standardizate" (W W N S S). Ele au fost folosite pentru soluţia planului de falie a şocului 1 şi pentru localizarea relativă a şocurilor 2 şi 3 faţă de şocul 1. Exemple de seismograme sînt arătate în figurile 1—3.

3). Seismogramele de bandă largă de la staţia de înregistrare digitală G R F (Gräfenberg, R. F. Germania). Seismometrele de la această staţie sînt sprengnethere S—5100 de înaltă performanţă, cu o perioadă proprie de 20 secunde. Seismograma de bandă largă de la GRF precum şi seismograma rezultată din convoluţia acesteia cu funcţia de transfer a seismografilor de lungă perioadă W W N S S sînt prezentate în figura 4. Aceste seismograme au jucat un rol important în identificarea şocului 3.

Preşocul şi şocurile 1 şi 2 sînt uşor de identificat după cum se poate observa din figurile 1—4 în care sînt prezentate toate staţiile care au fost folosite la analiza evenimentului multiplu. Situaţia nu este prea evidentă în cazul şocului 3. Mai întîi, sosirea corespunzătoare de pe înregistrarea de bandă largă de la G R F (trasa de sus din figura 4) a fost interpretată ca o reflexie de la suprafaţa Pămîntului de tipul *PP* sau *pP* datorită semnului ei opus în comparaţie cu sosirile datorate şocurilor 1 şi 2. Această interpretare a trebuit să fie totuşi abandonată, deoarece pentru o adîncime focală de aproximativ 100 km, undele *PP* şi *pP* sînt observate numai în apropiere şi dincolo de distanţa epicentrală de 18° unde se află punctul de inflexiune al hodocronelor acestor unde. La G R F (distanţa epicentrală 11,2°) se poate aştepta cel mult o fază difractată ca o continuare înapoi a undelor *PP* şi *pP* cu amplitudini şi emergenţă corespunzătoare mici, ceea ce este în discordanţă cu observaţia. Singura ipoteză care rămîne este aceea a unui al treilea şoc principal, mult mai puternic decît şocurile 1 şi 2 şi producînd unde *P* de polaritate opusă. Dacă această ipoteză este corectă, acest şoc ar trebui să fie vizibil şi la alte staţii. Deoarece acestea sînt staţii W W N S S, am folosit simularea W W N S S a G R F pentru a găsi caracteristicile începutului acestui şoc în înregistrările W W N S S. Aceste caracteristici sînt reprezentate (vezi figura 4) de o schimbare clară de pantă cu o puternică mişcare după aceea a cărei direcţie este opusă aceleia a şocului 1. Cu aceste linii călăuzitoare a fost posibil să se găsească începutul şocului 3 la un număr suficient de staţii pentru aplicarea tehnicii „master-event". La alte staţii este vizibilă numai mişcarea puternică, dar intrarea ei nu poate fi determinată (vezi, de exemplu, seismograma de la P R E din figura 2).

Grupul undelor *P* din înregistrarea de largă bandă a G R F din figura 4 mai conţine cîteva impulsuri după impulsul corespunzător şocului 3.

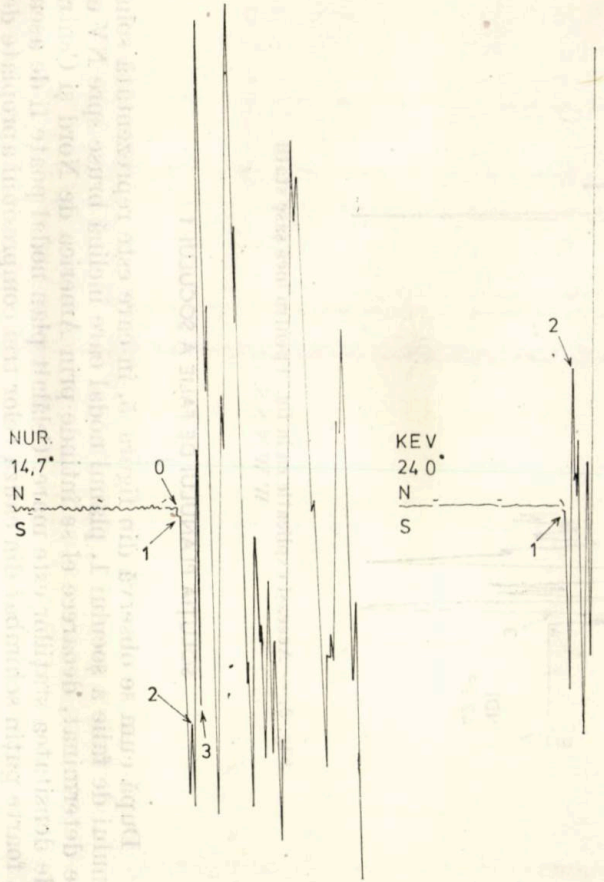


Fig. 1. — Seismogramele W W N S S de lungă perioadă care conțin sosirile undei P. Numerele de sub codurile stațiilor sînt distanțe epicentrale. Săgețile indică fazele P pentru diferitele șocuri (0 = preșoc ; 1, 2, 3 = șoc 1, 2, 3).

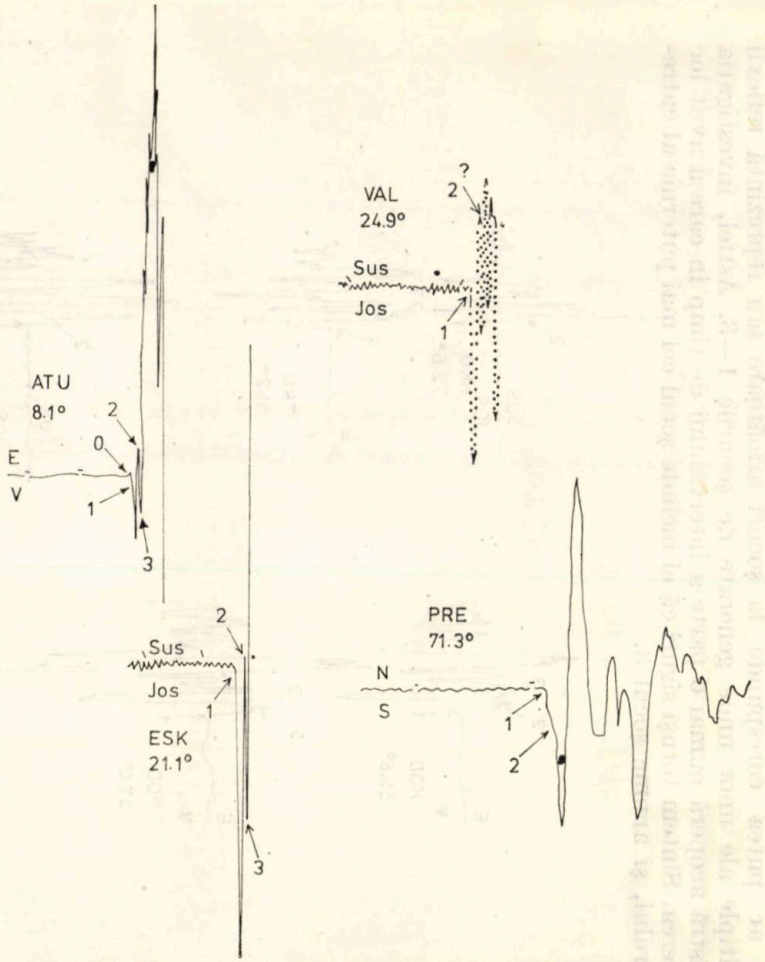


Fig. 2. — Aceeași explicație ca la fig. 1 pentru încă patru stații W W N S S.

Ele ar putea corespunde la şocuri următoare sau reprezintă reflexii multiple ale unor unde generate de şocurile 1—3. Astfel, investigaţia noastră acoperă numai o parte a intervalului de timp în care a avut loc ruperea. Sîntem totuşi siguri că el include şocul cel mai puternic al cutremurului, şi anume şocul 3.

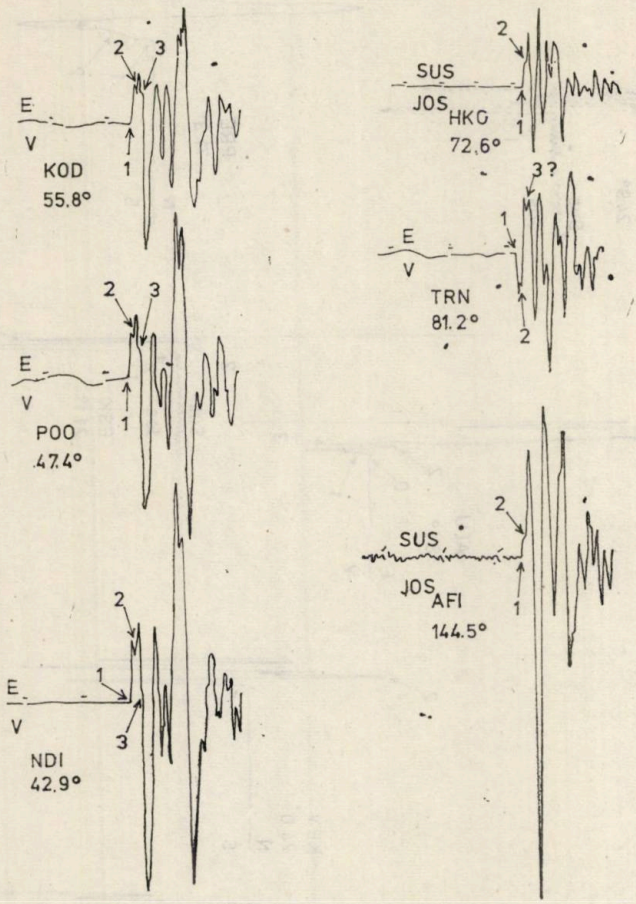


Fig. 3. — Aceeaşi explicaţie ca la fig. 1 pentru încă şase staţii W W N S S.

SOLUŢIA PLANULUI DE FALIE A ŞOCULUI 1

După cum se observă din figura 5, în care este reprezentată soluţia planului de falie a şocului 1, planul nodal care înclină brusc spre NV este bine determinat, deoarece el se întinde prin America de Nord şi Centrală unde densitatea staţiilor este mare. Celălalt plan nodal poate fi de asemenea foarte puţin schimbat din cauza celor trei compresiuni apropiate de el

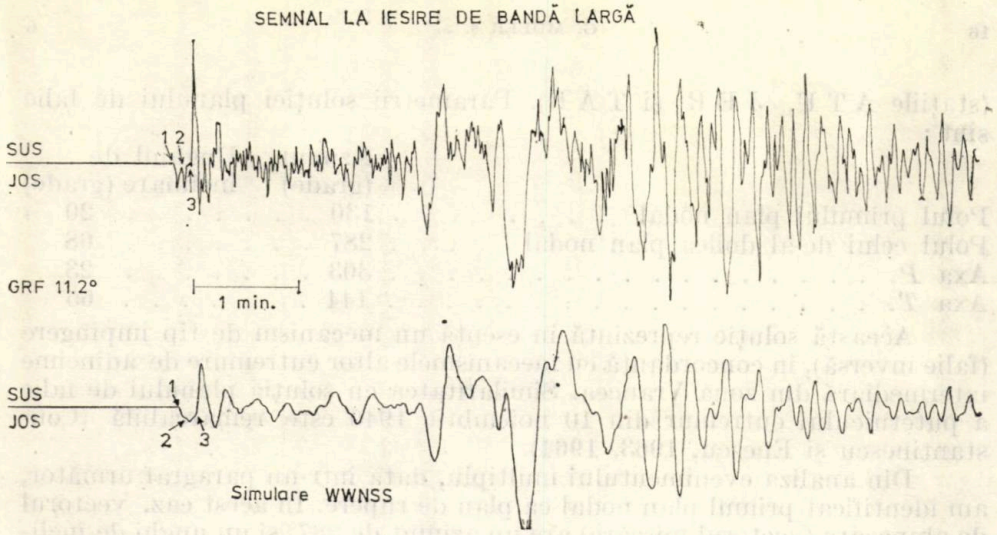


Fig. 4. — Seismogramele componentei verticale a înregistrării digitale de la stația Gräfenberg (G R F).

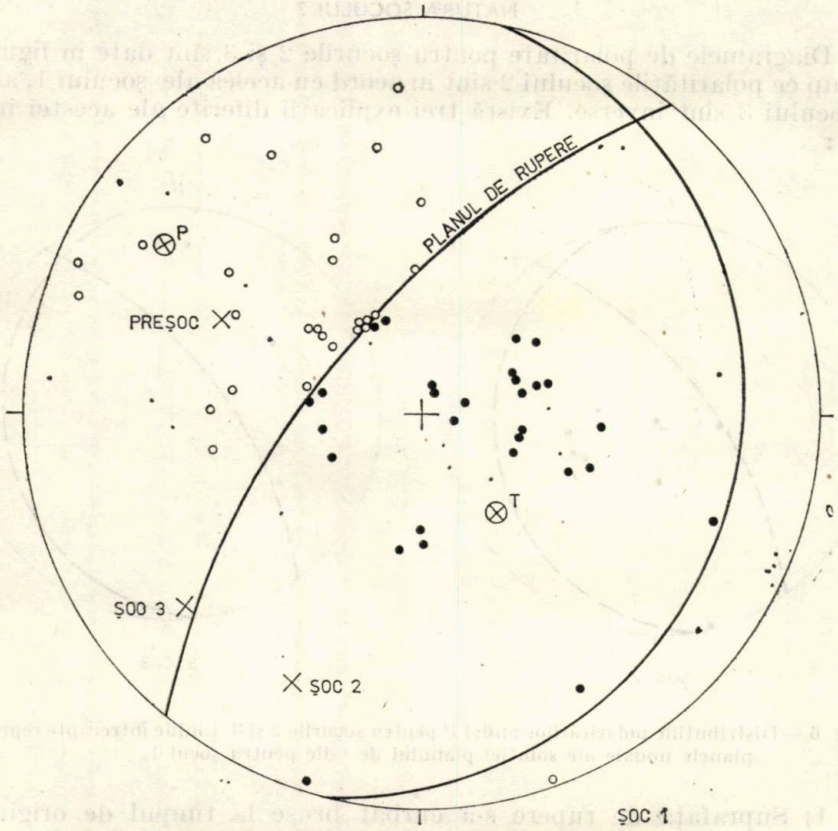


Fig. 5. — Soluția planului de falie pentru șocul 1. Cerculețele pline reprezintă dilatări și cele goale comprimări.

(staţiile A T U, J E R şi T A B). Parametrii soluţiei planului de falie sînt :

	Azimut (grade)	Unghiul de înclinare (grade)
Polul primului plan nodal	130	20
Polul celui de-al doilea plan nodal	287	68
Axa *P*	303	23
Axa *T*	144	65

Această soluţie reprezintă în esenţă un mecanism de tip împingere (falie inversă), în concordanţă cu mecanismele altor cutremure de adîncime intermediară din zona Vrancea. Similaritatea cu soluţia planului de falie a puternicului cutremur din 10 noiembrie 1940 este remarcabilă (Constantinescu şi Enescu, 1963, 1964).

Din analiza evenimentului multiplu, dată într-un paragraf următor, am identificat primul plan nodal ca plan de rupere. În acest caz, vectorul de alunecare (vectorul mişcare) are un azimut de 287° şi un unghi de înclinare de 68°.

NATURA ŞOCULUI 3

Diagramele de polaritate pentru şocurile 2 şi 3 sînt date în figura 6. În timp ce polarităţile şocului 2 sînt în acord cu acelea ale şocului 1, acelea ale şocului 3 sînt inverse. Există trei explicaţii diferite ale acestei inversiuni :

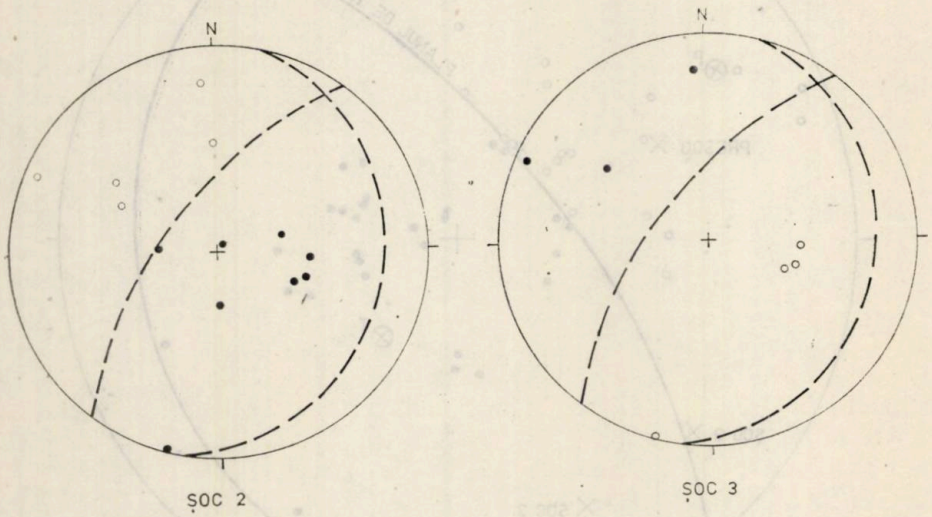


Fig. 6 — Distribuţiile polarităţilor undei P pentru şocurile 2 şi 3. Liniile întrerupte reprezintă planele nodale ale soluţiei planului de falie pentru şocul 1.

1) Suprafaţa de rupere s-a curbat brusc la timpul de origine al şocului 3 şi a fost aproximativ orizontală după aceea. Mişcările sub această parte a suprafeţei de rupere au fost de la SE către NV. Totuşi, nici o indicaţie pentru o asemenea curbare nu a fost găsită în distribuţia replicelor.

2) Suprafaţa de rupere a rămas în esenţă plană, dar mişcările pe ea şi-au schimbat semnul, adică după timpul la origine al şocului 3 ele au fost îndreptate în sus pe blocul de SE al planului de rupere în opoziţie cu mişcarea anterioară îndreptată în jos. Cauza unei asemenea inversări ar putea fi un cîmp de stress puternic neomogen în regiunea focală înaintea cutremurului. Totuşi, nu putem oferi nici o idee asupra caracterului spaţial al neomogenităţii de stress şi asupra generării lui.

3) Şocul 3 a fost o terminare bruscă a ruperii, producînd un puternic semnal de stopare. Stöckl (1977) a arătat prin calcule numerice, pentru modele idealizate de cutremure de relaxare a tensiunilor că semnalele de stopare pot fi la fel de puternice şi chiar mai puternice decît fazele de la începutul ruperii. Dealtfel, din seismograma de viteză a solului de la G R F (fig. 4) putem obţine în mod aproximativ acceleraţia din apropierea focarelor celor trei şocuri prin aplicarea regulii (care este strict corectă numai pentru surse punctiforme) conform căreia o mărime de cîmp în cîmpul depărtat este proporţională cu derivata în raport cu timpul a aceleiaşi mărimi din cîmpul apropiat. Astfel, acceleraţia din cîmpul apropiat este aproximativ proporţională cu viteza solului din cîmpul depărtat iar părţile iniţiale ale înregistrării de bandă largă a G R F dau o idee aproximativă asupra acceleraţiilor din regiunea sursei. Obţinem două impulsuri de acceleraţie corespunzătoare şocurilor 1 şi 2, urmate de un impuls puternic de semn opus care corespunde şocului 3. O cauză plauzibilă a acestei decelerații este terminarea abruptă a ruperii sau cel puţin a părţii sale principale.

Primele două modele necesită presupuneri mai extreme decît modelul al treilea. Şi mai important, ele implică faptul că şocurile principale au fost evenimente complete şi separate pentru care numai semnalele de început pot fi văzute, cel puţin în cazul şocurilor 1 şi 2. Totuşi, pare mai plauzibil să se considere cele trei şocuri ca episoade remarcabile în timpul unuia şi aceluiaşi proces de rupere.

ANALIZA EVENIMENTULUI MULTIPLU

Pentru localizarea celor trei şocuri principale în raport cu preşocul a fost aplicată tehnica „master-event". Coordonatele ultimului au fost determinate de Centrul Seismologic Europeo-Mediteranean (C S E M) curînd după cutremur, presupunînd că înregistrările raportate corespund preşocului: Latitudine = 45,78 N; Longitudine = 26,78 E; Adîncime = 93 km.

O determinare ulterioară a C S E M cu staţii la distanţe mai mici de 11° şi determinările noastre proprii arată că aceste coordonate epicentrale sînt corecte cu o eroare probabilă de 10—20 km şi că adîncimea poate fi extinsă la aproximativ 120 km. O adîncime de 110 km este sugerată de diferenţa de timp $pP - P = 20$ secunde observată la O G D (distanţa epicentrală 68,6°), dar numai în ipoteza neverificată că unda pP este datorită preşocului şi nu şocului 1. Astfel, adîncimea preşocului poate fi oriunde între 90 şi 120 km. Cîteva teste pe care le-am făcut au arătat că incertitudinile care rămîn în coordonatele preşocului au o influenţă foarte mică asupra rezultatelor analizei evenimentului multiplu. Dacă hipocentrul

preşocului este deplasat, hipocentrele celor trei şocuri principale se mişcă practic în acelaşi mod.

Tehnica „master-event" (vezi fig. 7) presupune un focar de referinţă A şi un al doilea focar B la distanţa L de A. Diferenţa de timp dintre sosirile undei P de la aceste focare la o staţie suficient de depărtată este :

$$T = \tau - \frac{L}{\alpha} \cos \vartheta, \tag{1}$$

unde τ este diferenţa între timpii la origine ai celor două şocuri : α viteza undelor P în regiunea focală (în prezentul caz 8,3 km/s) şi ϑ este unghiul dintre direcţia de la A la B şi direcţia razei undei P. Ecuaţia (1) este o rela-

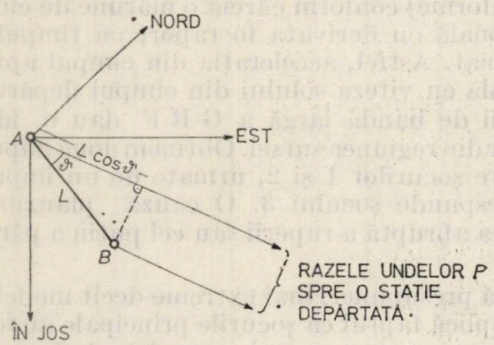


Fig. 7 — Schema a două focare A şi B, a căror poziţie relativă şi diferenţă de oră la origină sînt determinate prin tehnica „master event".

ţie liniară între T şi ϑ ai cărei coeficienţi τ şi L/α pot fi determinaţi din observaţiile a N staţii prin metoda celor mai mici patrate. Calitatea aproximaţiei liniare se deduce cel mai bine din reziduul :

$$R = \left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} (T_0^{(i)} - T_c^{(i)})^2 \right]^{1/2};$$

unde $T_0^{(i)}$ este diferenţa de timp observată la staţia i şi $T_c^{(i)}$ este diferenţa de timp calculată conform relaţiei (1). R este determinat ca o funcţie de direcţia de la A la B iar direcţia cu valoarea minimă a lui R este aleasă ca direcţie adevărată.

Reprezentarea lui R pe sfera focală a şocului A permite să se evalueze calitativ cît de bine este determinată această direcţie (de fapt, o emisferă este suficientă datorită proprietăţilor de simetrie ale lui R). Din coeficienţii dreptei celor mai mici pătrate (1), la minimul lui R, rezultă diferenţa de timp τ şi distanţa L dintre cele două şocuri.

Rezultatele tehnicii „master-event", aplicate la perechile preşoc-şoc 1, şoc 1 — şoc 2 şi şoc 1 — şoc 3, sînt prezentate în figura 8 (reprezentările lui R pe emisfera focală inferioară a şocului 1), figura 9 (diagramele pentru T funcţie de cos ϑ), tabelul 1 (coordonatele preşocului şi şocurilor principale) şi figura 11 (harta cu epicentre).

În cele ce urmează sînt date cîteva detalii privind obținerea rezultatelor și este făcută o discuție a acestor rezultate.

O primă încercare de a localiza șocul 1 în raport cu preșocul a fost făcută folosind datele de la toate stațiile unde a putut fi identificat preșocul. Pe lîngă cele patru stații românești BUC, CMP, BAC și IAS au mai fost

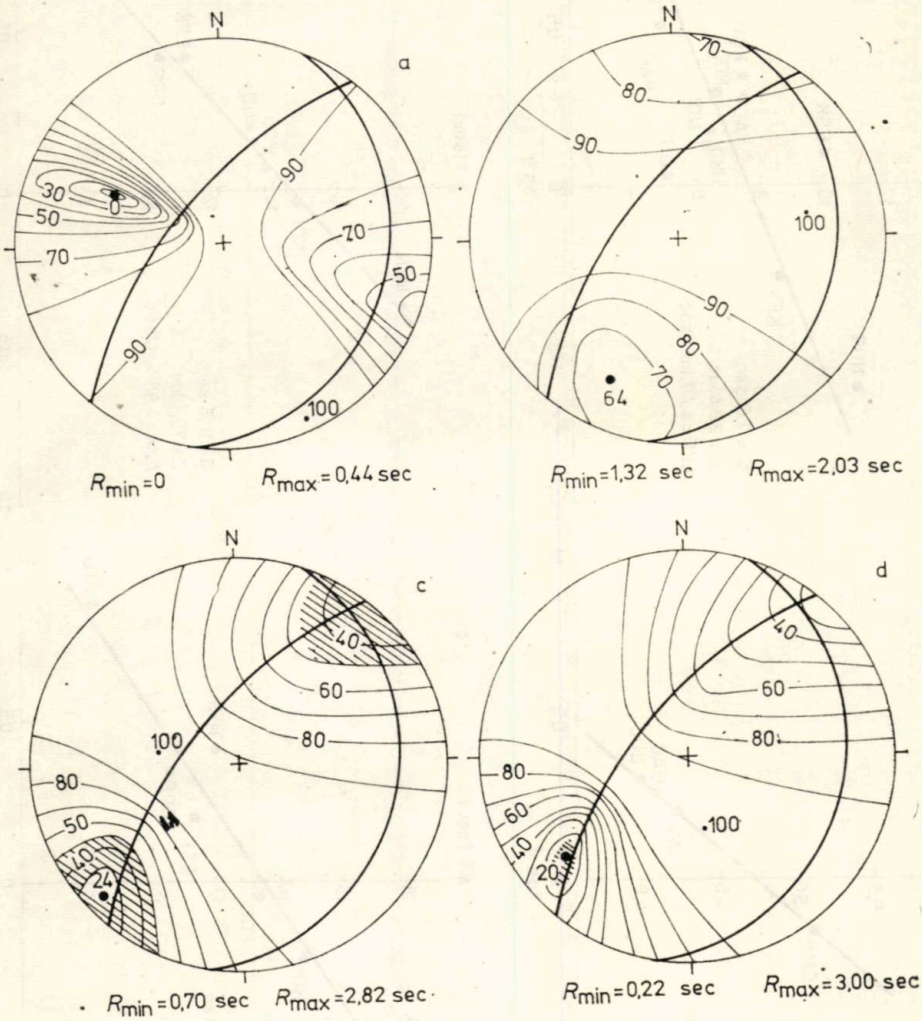


Fig. 8 — Diagrama reziduului R (normalizat la valoarea maximă 100), suprapus pe soluția planului de falie a șocului 1, pentru (a) preșoc, (b) șoc 2, (c) șoc 3 (incluzînd stația T R N) și (d) șoc 3 (fără T R N). Cea mai probabilă direcție de la șocul 1 către șocul respectiv corespunde minimului lui R.

folosite șapte stații, dînd o destul de bună acoperire azimutală. Totuși, datele provin de la patru tipuri diferite de instrumente : penduli mecanici Mainka, instrumente W W N S S de scurtă și lungă perioadă și un seismo-

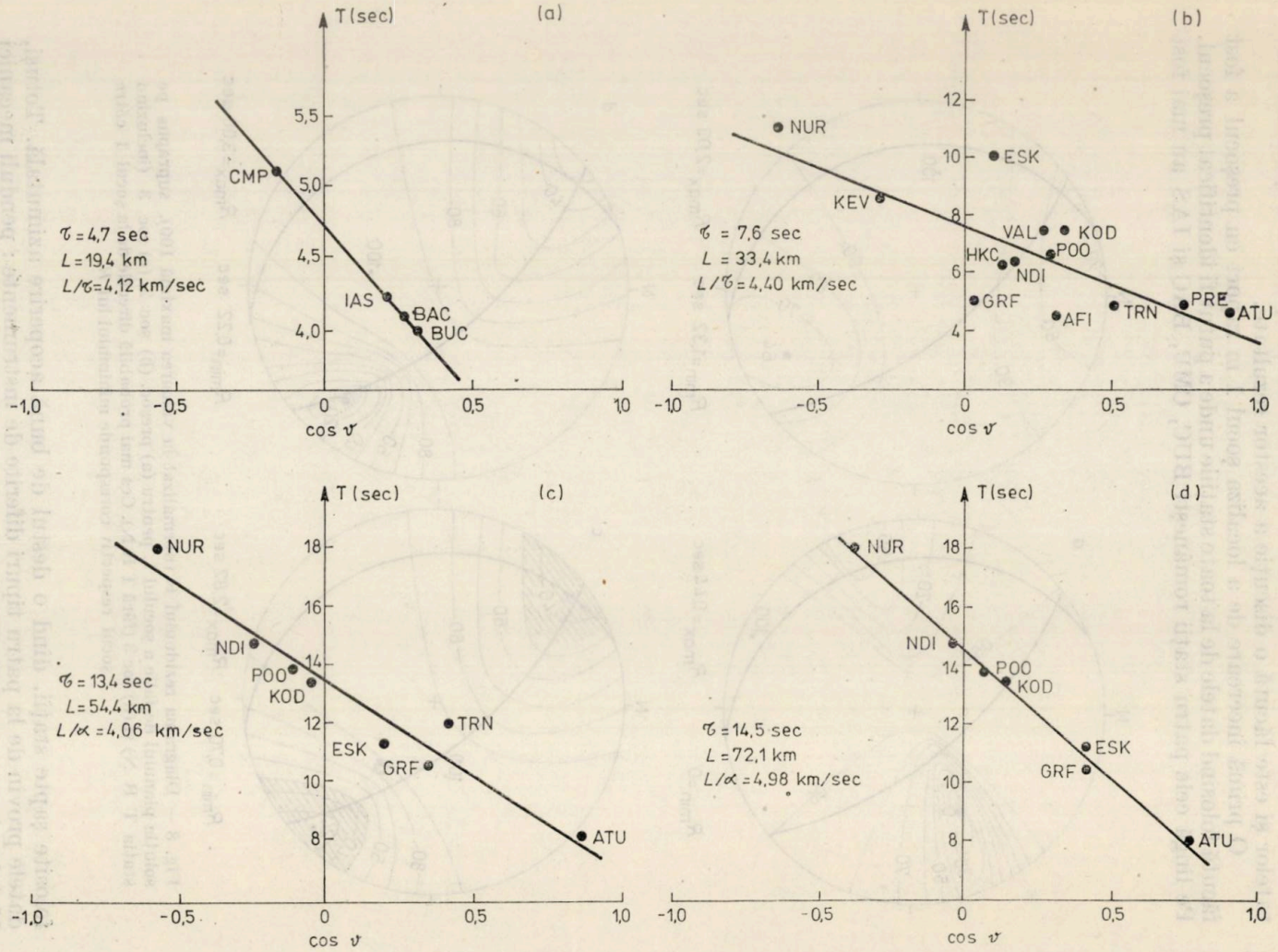


Fig. 9 — Diferența de timp T funcție de cos pentru perechile (a) preșoc — șoc 1, (b) șoc 1 — șoc 2 (c) șoc 1 — șoc 3 (incluzînd

Tabelul 1

Coordonatele preşocului şi şocurilor principale ale cutremurului românesc din 4 martie 1977 (coordonatele preşocului după C S E M)

Eveniment	Latitudine (grade)	Longitudine (grade)	Adîncime (km)	Ora la origine (GMT)	Diferenţa de timp faţă de preşoc (secunde)
Preşoc	45,78	26,78	93	19.21.56,2	0
Şocul 1	45,72	26,94	79	19.22.00,9	4,7
Şocul 2	45,48	26,78	93	19.22.08,5	12,3
Şocul 3	45,34	26,30	109	19.22.15,4	19,2

graf de bandă largă. Această heterogenitate şi dificultăţile în citirea diferenţelor de timp de pe înregistrările W W N S S de lungă perioadă sînt probabil cauza pentru care nu au fost obţinute rezultate semnificative : soluţia optimă a avut o valoare minimă a lui R care a fost 95% din maximum. De aceea am restrîns setul de date luînd în considerare numai cele patru staţii româneşti cu instrumente asemănătoare care au înregistrat foarte clar preşocul şi şocul 1. Diferenţa de timp dintre şocul 1 şi preşoc este de 4,7 secunde şi distanţa dintre ele de 19,4 km.

După cum arată figura 8b, minimul lui R este destul de larg pentru şocul 2 şi, de aceea, direcţia de la şocul 1 la şocul 2 nu este foarte bine determinată. Diferenţa de timp dintre şocul 1 şi şocul 2 este 7,6 secunde şi distanţa 33,4 km.

Pentru şocul 3 avem două soluţii, una cu staţia T R N inclusă în analiză şi alta fără această staţie (figurile 8c, 8d, 9c şi 9d). În primul caz, sosirea etichetată 3 pe seismograma de la T R N (fig. 3) este interpretată ca fiind datorată şocului 3. În cazul al doilea presupunem că ea este datorată unui şoc ulterior şi că unda P de la şocul 3 soseşte undeva pe flancul abrupt al impulsului precedent (asemănător ca în toate celelalte seismograme folosite pentru şocul 3) dar fără intrare vizibilă. Ţinînd seamă de cele arătate, preferăm cea de-a doua interpretare. Diferenţa de timp corespunzătoare dintre şocul 1 şi şocul 3 este 14,5 secunde şi distanţa 72 km. Estimările aproximative ale incertitudinilor acestor cantităţi pot fi luate din figura 10. În această figură am considerat toate acele direcţii de la şocul 1 la şocul 3 pentru care $R \leqslant 2\ R_{\min.}$ (suprafeţele haşurate din figurile 8c şi 8d). Reprezentarea aleasă este asemănătoare cu cea folosită de Strelitz (1975).

PROCESUL DE RUPERE

Din distribuţia epicentrelor preşocului şi şocurilor principale din figura 11 rezultă ca trăsătură principală — propagarea procesului de rupere din regiunea preşocului şi şocului 1 către SV, conducînd la cel mai puternic şoc după 19 secunde şi la o distanţă de 62 km de preşoc. Acest rezultat este în concordanţă cu faptul că zona de cea mai mare intensitate şi distrugeri s-a extins către SV de regiunea Vrancea, cu mici distrugeri spre NE.

Acest fapt i-a pus în încurcătură pe seismologi imediat după cutremur întrucît el diferă în această privinţă de cutremurul din 10 noiembrie 1940.

Din figura 11 se observă, de asemenea, că zona de rupere şi aria acoperită de epicentrele replicelor se suprapun parţial. Majoritatea replicelor

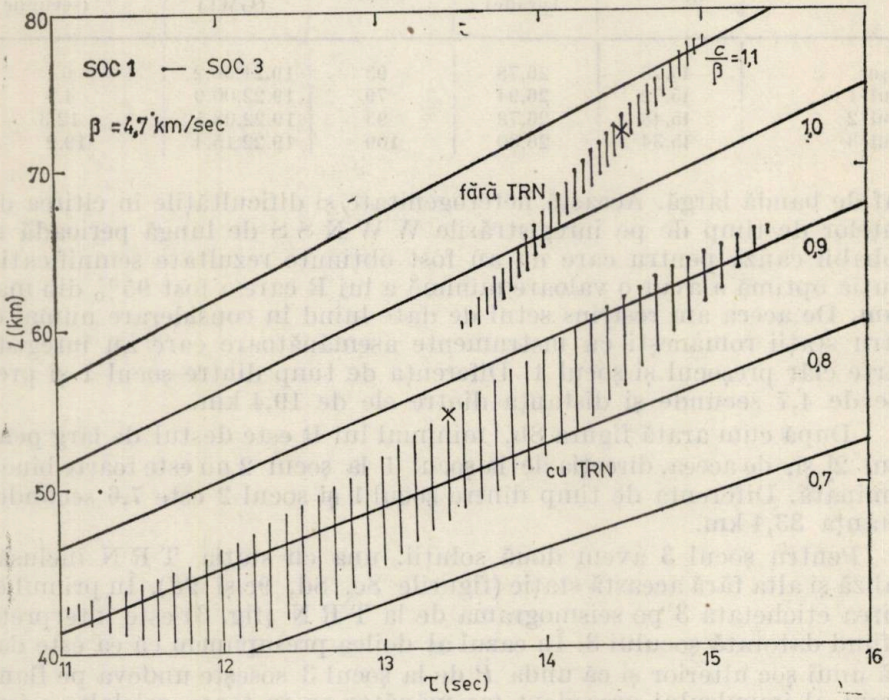


Fig. 10 — Incertitudinile în L şi τ pentru perechea şoc 1 — şoc 3.

din regiunea de suprapunere au adîncimi similare cu ale preşocului şi şocurilor principale. Replicele din sudul şi sud-estul zonei de rupere sînt mai superficiale.

Planul de rupere al cutremurului poate fi ales dintre planele nodale ale soluţiei planului de falie a şocului 1 prin comparaţie cu direcţiile la preşoc şi şocurile 2 şi 3 (fig. 5).

Din soluţia planului de falie şi rezultatele analizei evenimentului multiplu ajungem la următoarea descriere mai detaliată în timp şi spaţiu a procesului de rupere în timpul primelor 20—25 secunde ale cutremurului. Ruptura a plecat din focarul preşocului la o adîncime de 93 km şi într-o fază iniţială slabă, s-a propagat în special spre est şi sud cu o viteză medie aparentă de 4,12 km/s. Ruperea s-a propagat ascendent către SE şi după 4,7 secunde a ajuns la focarul şocului 1 la o adîncime de 79 km. În vecinătatea acestui focar, mişcările pe planul de rupere au fost puternic accelerate conducînd la o radiaţie eficace de unde seismice. Considerăm acest focar ca fiind punctul de plecare al fazei principale a ruperii; prin urmare, dife-

rențele în orele la origine, precum și vitezele de rupere pentru șocurile 2 și 3 date în cele ce urmează se referă la acest punct. De la șocul 1 ruperea s-a propagat spre SV și oblic în jos, mișcările fiind de tip subîmpingere. La o adîncime de 93 km a fost atins focarul șocului 2 după 7,6 secunde, ceea ce

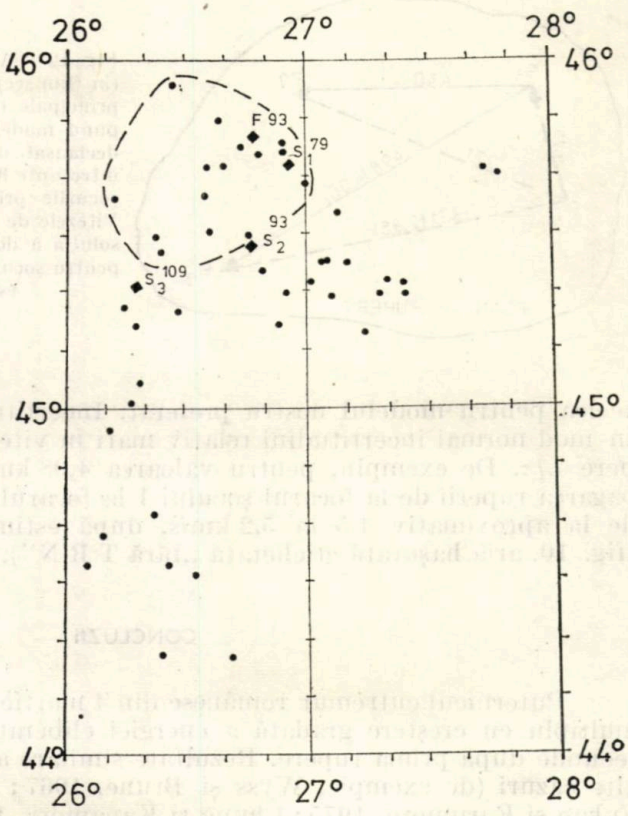


Fig. 11 — Harta cu epicentrele prețocului (F), șocurilor principale (S_1, S_2, S_3) și replicelor din martie 1977. Numerele reprezintă adîncimi focale în km. Linia întreruptă separă replicele cu adîncimi mai mari decît 70 km de replicele mai superficiale (adîncimi mai mici decît 40 km.).

corespunde la o viteză medie aparentă de rupere de 4,4 km/s. Mișcările de subîmpingere au fost accelerate din nou în apropiere de focarul șocului 2. La o adîncime de 109 km a fost atins focarul șocului 3 după 14,5 secunde, ceea ce corespunde la o viteză medie aparentă de rupere de 4,98 km/s. În zona acestui punct ruperea s-a stopat brusc și în întregime, iar masele de rocă în mișcare au fost puternic decelerate. Pe de altă parte, aceasta a fost legată de o radiație eficace de unde seismice.

Distribuția epicentrelor prețocului și șocurilor principale din figura 11 arată că propagarea ruperii a fost fundamental unilaterală. Dacă ruperea a continuat după șocul 3 este o problemă care n-ar putea fi rezolvată.

Figura 12 arată vitezele medii aparente de rupere pe o reprezentare schematică a planului de rupere. Modelul de rupere descris mai sus este reprezentat prin săgeți pline. Vitezele medii aparente de rupere sînt apropiate, într-un caz chiar mai mari decît viteza undei S care în zona focală este, probabil, între 4,5 și 4,8 km/s.

O alternativă de model, în care preşocul declanşează nu numai şocul 1 ci şi şocurile 2 şi 3 este reprezentată prin săgeţi întrerupte (fig. 12). Vitezele medii aparente de rupere corespunzătoare sînt mai mici decît

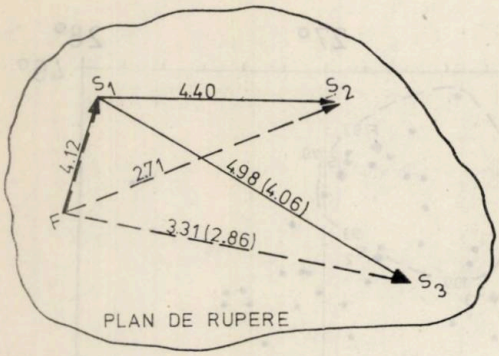


Fig. 12 — Vitezele medii aparente de rupere (în km/sec) între preşoc (F) şi şocurile principale (S_1, S_2, S_3). Săgeţile pline corespund modelului de rupere în care S_1 este declanşat de F, iar S_2 şi S_3 de S_1. Săgeţile întrerupte ilustrează un model în care toate şocurile principale sînt declanşate de F. Vitezele de rupere în paranteze sînt pentru soluţia a doua a tehnicii „master-event" pentru şocul 3 (figurile 8c şi 9c). Figura nu este întocmită la scară.

acelea pentru modelul nostru preferat. Incertitudinile în L şi τ implică în mod normal incertitudini relativ mari în viteza medie aparentă de rupere L/τ. De exemplu, pentru valoarea 4,98 km/s, estimată pentru propagarea ruperii de la focarul şocului 1 la focarul şocului 3, intervalul este de la aproximativ 4,5 la 5,2 km/s, după estimările noastre subiective (fig. 10, aria haşurată etichetată „fără T R N").

CONCLUZII

Puternicul cutremur românesc din 4 martie 1977 a fost un eveniment multiplu cu creştere gradată a energiei eliberată care a culminat la 19 secunde după prima rupere. Rezultate similare au fost obţinute în cîteva alte cazuri (de exemple, Wyss şi Brune, 1967; Wu şi Kanamori, 1973; Fukao şi Furumoto, 1975; Chung şi Kanamori, 1976), dar ele pot de fapt să fie mai obişnuite. Studiile corespunzătoare sînt în mare măsură uşurate de seismografii de bandă largă, ca de exemplu seismogramele de la staţia G R F prezentate în figura 4.

Datele de bandă largă pentru alte cutremure vor arăta, probabil, dacă observaţia noastră asupra unei faze de stopare pronunţată este singulară sau nu. Presupunerea de care ne prevalăm că fazele de stopare sînt rar văzute poate fi cauzată de lipsa în puterea de rezolvare a instrumentelor curent folosite, ca de exemplu seismografele W W N S S.

Cauza terminării brusce a ruperii este fie o creştere importantă a rezistenţei rocilor, astfel încît ele să nu poată fi rupte, fie o neomogenitate a stressului. În ambele cazuri stressurile au fost „amînate" după cutremur aproape de focarul şocului 3. Aceasta poate fi important pentru evoluţia viitoare a seismicităţii în Vrancea, în special dacă studiile detaliate ale intensităţii ar confirma concluzia noastră preliminară că zona de rupere a cutremurului din 1977 s-a mişcat către sud-vest faţă de zona de rupere a cutremurului din 1940.

Studiul nostru confirmă presupunerile prezente asupra cîmpului de stress și sistemului de falii tectonic active din zona Vrancea. Prin urmare, pare posibil să se aplice conceptele tectonicii în plăci la această regiune, dar modele tectonice diferite au putut explica la fel de bine aceste observații. Distribuția spațială a replicelor poate da o informație suplimentară asupra structurilor importante din punct de vedere tectonic.

Am obținut copii de seismograme de la următoarele stații (în principal W W N S S) : ADE, AFI, ALQ, AQU, ATU, BAC, BKS, BLA, BOG, BUC, CMP, COL, COP, DAG, DBN, DUG, ESK, GDH, GOL, GRF, GRM, GSC, HFS, HKC, HNR, IAS, IST, JER, KEV, KOD, KON, KTG, LEM LON, LPA, LPB, MAL, MAT, MSO, MUN, NDI, NUR, NWAO, OGD, PDA, PMG, POO, PRE, PTO, RAB, RAR, SCP, SEO, SHA, SJG, STU, TAB, TRI, TRN, TUC, IPP, VAL, VIE, WIN.

Mulțumim directorilor și personalului de la aceste stații pentru contribuția lor.

Mulțumim domnului Dieter Seidl (de la Observatorul seismologic central Gräfenberg) pentru simulările de bandă largă și W W N S S ale stației G R F care au fost de mare importanță pentru această lucrare, precum și domnilor Günther Bock, Jürgen Fertig și Karl Fuchs pentru discuții și citirea manuscrisului.

Primit la la redacție la 28 aprilie 1978

BIBLIOGRAFIE

Chung, W. Y., Kanamori, H. (1976), *Source process and tectonic implications of the Spanish deep-focus earthquake of March 29, 1954*. Phys. Earth Planet. Int., *13*, 85—96.

Constantinescu Liviu, Enescu D. (1963), *Caracteristicile mecanismului cutremurelor carpatice și implicațiile lor seismotectonice*. St. cercet. de geofizică, *1*, 51—98.

Constantinescu Liviu, Enescu D. (1964), *Fault-plane solutions for some Roumanian earthquake and their seismotectonic implications*. J. Geophys. Res., *69*, 667—674.

Constantinescu Liviu, Ruprechtová, L., Enescu, D. (1966), *Mediterranean-Alpine earthquake mechanisms and their seismotectonic implications*. Geophys. J.R.A. S., *10*, 347—368.

Constantinescu Liviu, Cornea I., Lăzărescu, V. (1973), *An approach to the seismotectonics of the Romanian Eastern Carpathians*. Rev. Roum, Géol., Géophys. et Géogr., Sér. Géophys., *17*, 133—143.

Fukao, Y., Furumoto, M. (1975), *Foreshocks and multiple shocks of large eartquakes*. Phys. Eartj Planet. Int., *10*, 355—368.

Iosif, T., Iosif, S. (1975), *Some tectonic aspects of Vrancea region (Roumania)*. Proc. XIV th Gen. Ass. Europ. Seism. Comm. at Trieste, 417—426.

Karkik, V. (1969), *Seismicity of the European area*. Part 1. D. Reidel Publ. Comp., Dordrecht-Holland, 364 p.

McKenzie, D. (1972), *Active tectonics of the Mediterranean region*. Geophys. J. R. A. S., *30*, 109—185.

Radu, C., (1974), *Contribution à l'étude de la séismicité de la Roumanie et comparaison avec la séismicité du Bassin Méditerranéen et en particulier avec la séismicité du sud-est de la France*. Thèse Dr. Sci., Université de Strasbourg, 472 p.

Ritsema, A. R. (1969), *Seismotectonic implications of a review of European earthquake mechanisms*. Geol. Rundschau, *59*, 37—55.

Ritsema, A. R. (1974), *The earthquake mechanisms of the Balkan region*. UNDP Project REM/70/172, UNESCO.

Roman, C. (1971), *Plate tectonics in the Carpathians: a case in development*. Proc. XII th Gen. Ass. Europ. Seism. Comm. at Luxembourg, 37—40.

STÖCKL, H. (1977), *Accelerograms calculated for stress-relaxation earthquake models.* Paper at the IASPEI/IAVCEI General Assembly at Durham, August 9—19.

STRELITZ, R. (1975), *The September 5, 1970 Sea of Okhotsk earthquake: a multiple event with evidence of triggering.* Geophys. Res. Lett., *2*, 124—127.

WU, F. T., KANAMORI, H. (1973), *Source mechanism of February 4, 1965, Rat Island earthquake.* J. Geophys., Res *78*, 6082—6092.

WYSS, M., BRUNE, J. N. (1967), *The Alaska earthquake of 28 March 1964: a complex multiple rupture.* Bull. Seism. Soc. Am., *57*, 1017—1023.

THE ROMANIAN EARTHQUAKE OF MARCH 4, 1977. RUPTURE PROCESS INFERRED FROM FAULT-PLANE SOLUTION AND MULTIPLE-EVENT ANALYSIS

(ABSTRACT)

The Romanian earthquake of March 4, 1977, was a multiple event, consisting of a foreshock and at least 3 main shocks. A fault-plane solution is given for the first main shock. It is of thrust type and similar to the solution for the earthquake of November 10, 1940. The locations of the main shocks relative to the foreshock are determined by the "master-event" technique. Rupture propagated mainly towards SW. The third main shock, which was the strongest shock of the earthquake, occurred 19 sec after and at a horizontal distance of 62 km from the foreshock. This agrees well with the reported distribution of intensities and damages and with the aftershock distribution. P-wave polarities for the third main shock are opposite to those for the first and second main shock. This can be explained by (1) strong bending of the rupture surface, (2) reversal of the motions on the rupture plane due to a strongly inhomogeneous tectonic stress field, or (3) abrupt termination of rupture producing strong stopping signals. The rupture plane dips about NW with a dip angle of 70°, and the apparent average rupture velocity is close to the S-wave velocity.

CONTRIBUȚII LA STUDIUL SEISMOGEOLOGIC AL PĂRȚII DE NORD-EST A DEPRESIUNII PANONICE (ZONA ORADEA-CAREI)

DE

ION CORNEA[1] și ELEONORA SPÂNOCHE[2]

În Cîmpia de vest a țării se situează una din zonele cu seismicitate relativ ridicată, în care sînt cunoscute cutremure cu focare normale și intensități pînă la gradul 8 pe scara Mercalli-Sieberg.

Această zonă corespunde geologic cu marginea nord-estică a Depresiunii Panonice, unde, în nisipurile panonice se găsește un mare rezervor de ape termale.

Din analiza comparată a caracteristicilor geologice ale regiunii și cutremurele ce au avut loc pe această arie, rezultă strînsa lor condiționare și importanța deosebită a unor falii delimitatoare ale rezervorului acvifer, care s-au reactivat.

Din distribuția focarelor seismice și din diversele fenomene geologice coseismice (crăpături în sol, izbucniri de apă, vapori, depuneri de nisip) s-au obținut informații geologice prețioase.

CONSIDERAȚII GEOLOGICE

Depresiunea Panonică s-a stabilit a fi luat naștere prin prăbușirea, în urma mișcărilor laramice, a unui fundament heterogen, care a fost acoperit ulterior de o cuvertură sedimentară neogenă groasă.

Soclul cristalin este reprezentat de o serie mesozonală ce suportă, în zonele mai coborîte ; depozite mesozoice (Triasic, Cretacic) și paleogene.

Umplutura propriu-zisă a depresiunii este formată din depozite miocen-superioare (Tortonian și Sarmațian inferior și mediu) și panoniene ce ating grosimi totale de peste 3000 m în zonele de maximă afundare.

Panonianul, termenul cel mai dezvoltat al acestei serii, se prezintă transgresiv peste formațiunile miocene și paleogene sau chiar stînd direct pe Cristalin. El acoperă la suprafață întreaga regiune de cîmpie.

Litologic se diferențiază un Panonian inferior în general marnos (revenind în mare parte Ponțianului) și un Panonian superior cu precădere nisipos, în care sînt cantonate ape termale.

Tectonica zonei este în cea mai mare parte datorată mișcărilor laramice și neogene ce au imprimat întregului edificiu un stil casant.

Se remarcă existența unor falii, care au permis un joc pe verticală al diferitelor compartimente cuprinse între ele.

Poziția structurală a fundamentului cristalin a permis separarea a două arii mari depresionare : Galoșpetreu-Mecențiu la nord și Sînnicolau

---

[1] Centrul de fizica Pămîntului și seismologie

[2] Institutul de geologie și geofizică, str. Caransebeș nr. 1, București.

ST. CERC. GEOL., GEOFIZ., GEOGR., GEOFIZICĂ, TOM 16, P. 27–31, BUCUREȘTI, 1978

la sud, mărginite de ridicările Pișcolț și Mihai Bravu la vest, de horstul Biharea la est și de ridicarea Berveni-Mădăraș la nord (fig. 1).

Aceste două depresiuni se situează în prelungire, pe o direcție NE—SV, fiind separate transversal de un mic compartiment ridicat, Otomani.

Ambele zone depresionare sînt afectate axial de fracturi profunde.

CONSIDERAȚII GEOTERMALE ȘI HIDROGEOLOGICE

Distribuția temperaturilor în suprafață arată existența mai multor zone anomale (T. Bandrabur et al., 1975) la un orizont convențional situat la adîncimea de 1000 m și anume : zona Aciș-Mădăraș ($t > 90°C$), zona Românești-Pațal ($t > 90°C$), zona Carei ($t \geqslant 90°C$), zona Pișcolț-Galoș-petreu ($t \geqslant 80°C$), zona Abrămuț-Marghita ($t \geqslant 75°—85°C$), zona sud-Cenaloș ($t = 80°C$) și zona sud-Biharea ($t \geqslant 80°C$).

Aceste anomalii, corelate cu situația structurală, arată în general o localizare preferențială pentru compartimentele coborîte și mărginite de falii, care s-au dovedit și seismic active. Probabil că aici iau naștere stressuri termice locale, care se manifestă prin cutremure cu intensități mici și cu focare puțin adînci.

În ce privește distribuția stratelor acvifere s-a remarcat prezența unui acvifer rece și a altora mai adînci, care sînt și termale (Triasic, Cretacic, Miocen, Panonian).

Apele din Panonian — sau mai precis din partea superioară a Pontianului — reprezintă, datorită calităților deosebite ale colectorului și a structurii favorabile, principala sursă acvitermală. Ele sînt cantonate în nisipurile ce formează umplutura grabenului Galoșpetreu-Mecențiu unde temperaturile maxime depășesc 100°C. Zona de maxim geotermic urmărește linia structurală ce separă acest graben de ridicarea Pișcolț situată la vest, în lungul căreia au avut loc seisme însoțite de manifestări geologice, care vor fi analizate mai jos.

ACTIVITATEA SEISMICĂ

Din punct de vedere seismic zona Oradea-Carei este caracterizată prin focare locale normale, care au activat, după datele găsite în literatură, cu intensitatea și frecvența maximă în anii 1829 și 1834.

Informații mai complete în acest sens sînt cuprinse în lucrările lui A. Réthly (1914, 1952), B. Simon (1939), A. Florinescu (1959), G. Petrescu și C. Radu (1960), și C. Radu (1974 a, b).

În lucrarea de față am luat în considerare numai 53 seisme, grupate în 12 arii epicentrale dintre care Galoșpetreu, Andrid, Pișcolț, Carei, Tarcea și Valea lui Mihai par a fi cele mai importante.

Localizarea epicentrelor a fost preluată după A. Réthly (1952) și C. Radu (1974 a, b) cu excepția a două cazuri.

În cazul cutremurului din 1 VII 1829 zona de maxime distrugeri (conturată după declarațiile unui martor ocular, consemnate de A. Réthly, 1952) situată pe aria Galoșpetreu-Vășad-Andrid-Dindești-Irina, indică altă poziție a epicentrului (Andrid), decît cea adoptată de A. Réthly (Pișcolț).

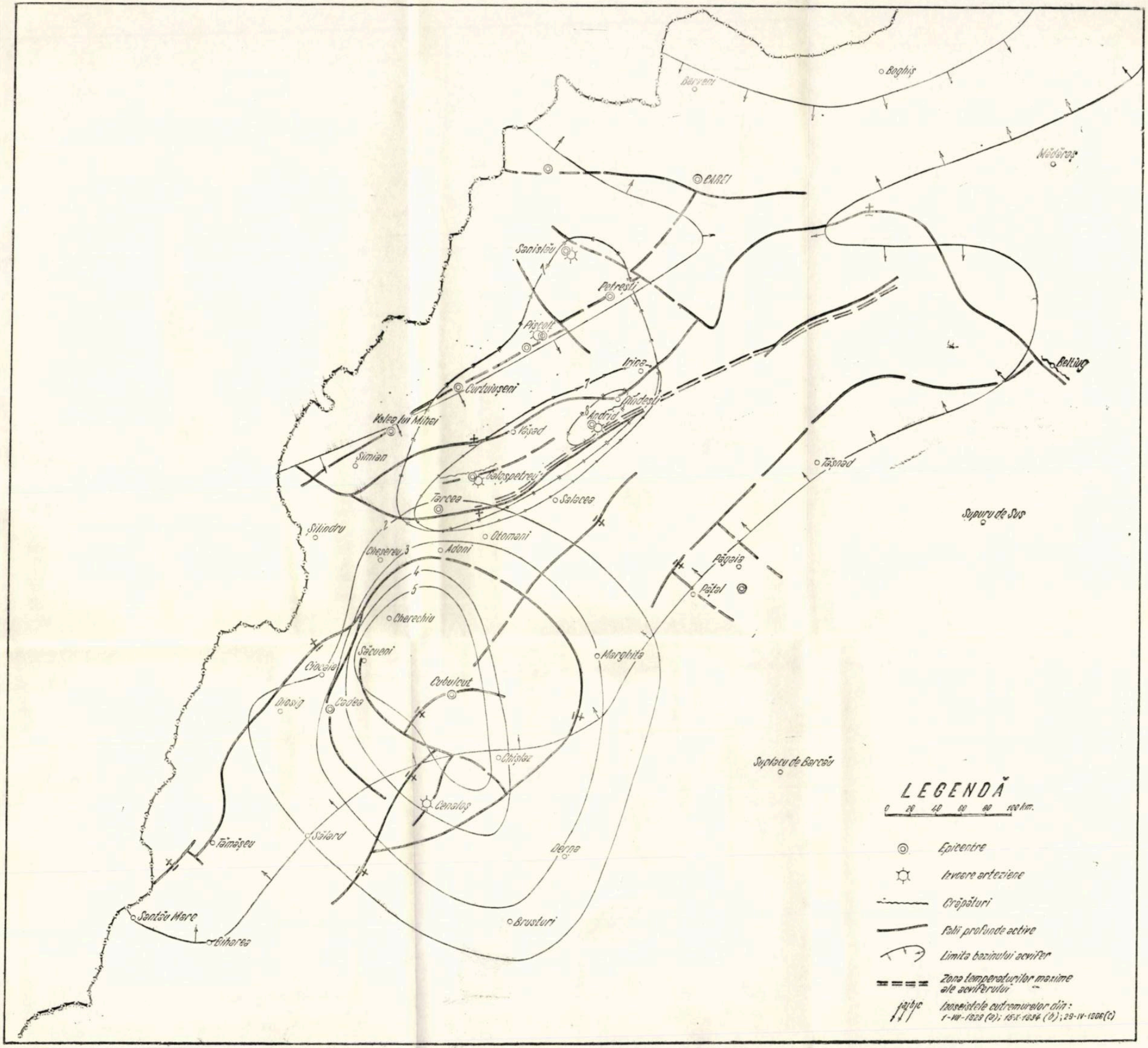
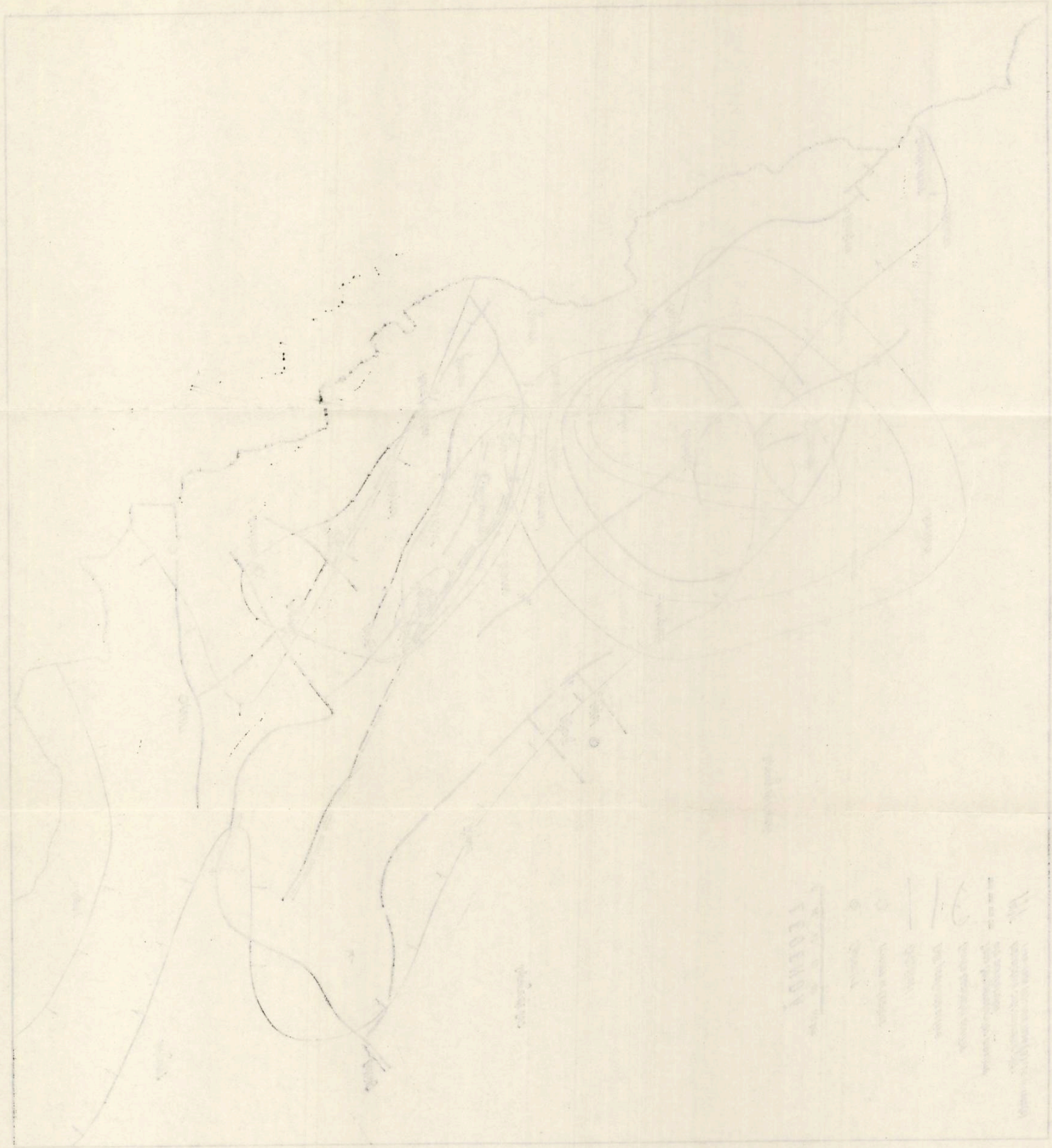


Fig. 2 — Focarele seismice din partea de nord-est a Depresiunii Panonice și sistemul de fracturi active ale fundamentului.



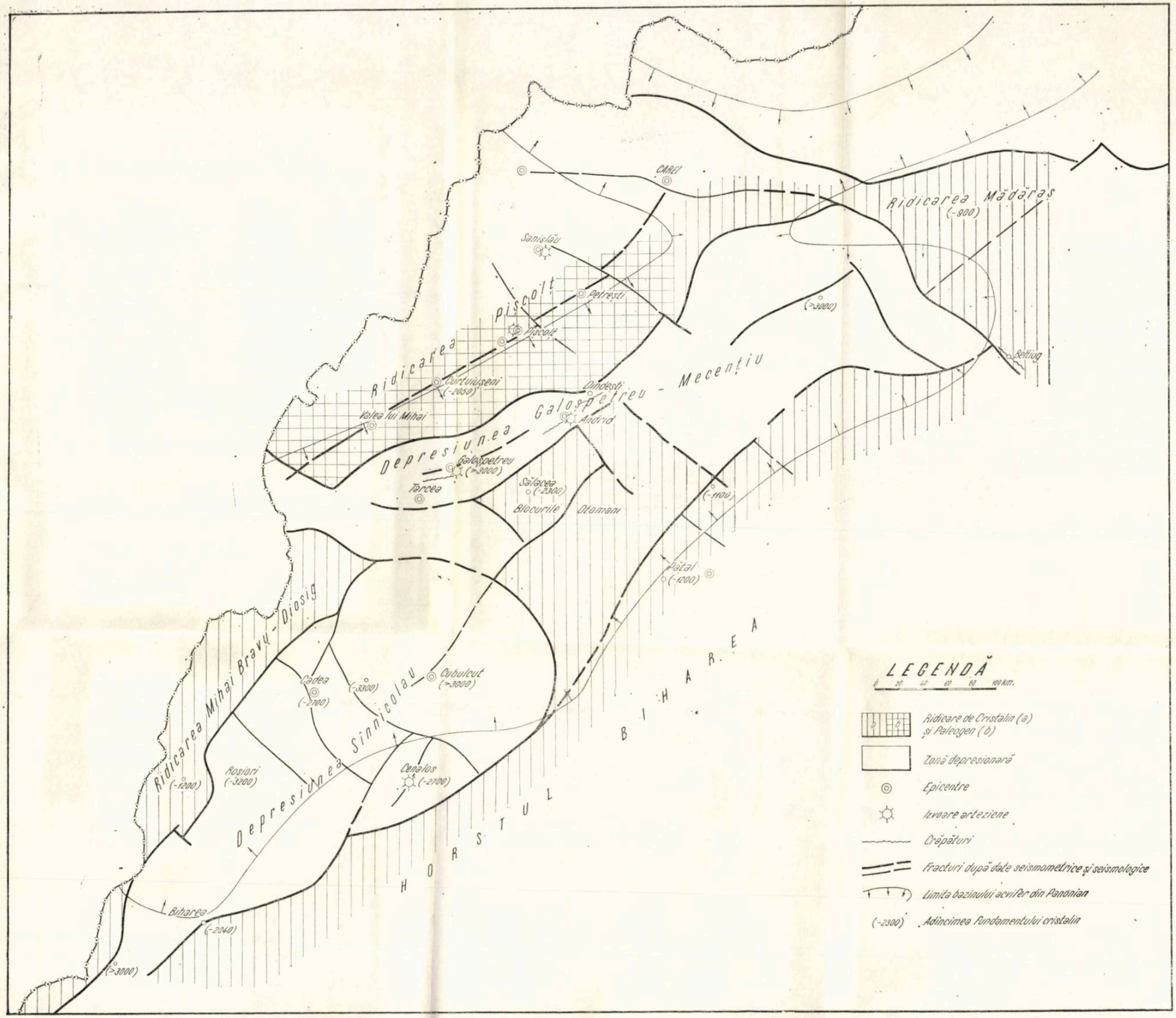
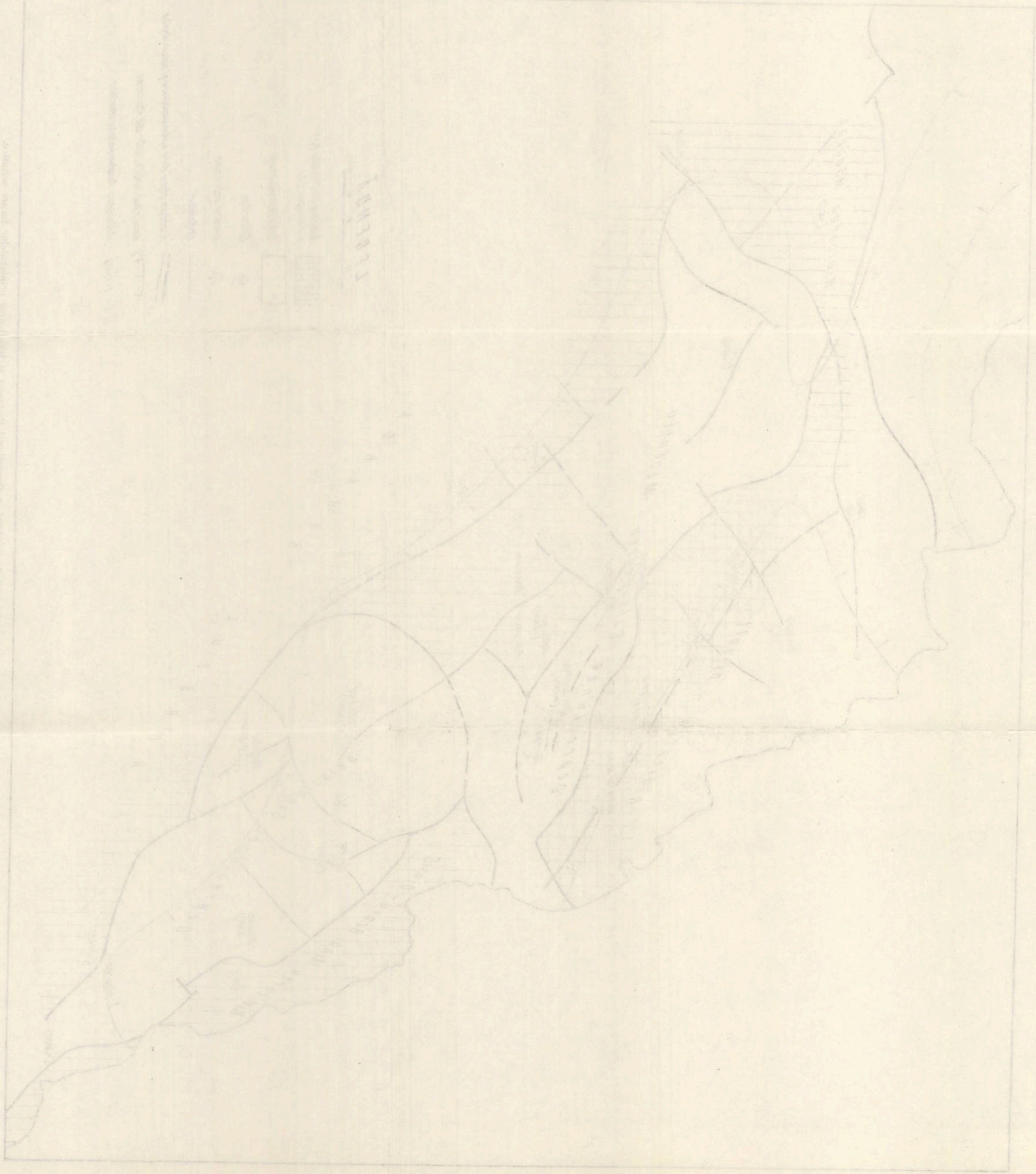


Fig. 1 — Principalele elemente structurale ale fundamentului preneogen al părții de nord-est a Depresiunii Panonice și localizarea principalelor focare seismice.



Considerații asemănătoare se pot face și pentru epicentrul cutremurului din 15 X 1834 care, în versiunea lui A. Réthly la Sanislău, rămîne excentric față de zona cu manifestări coseismice de maximă intensitate Andrid-Dindești.

Din documentele vremii, selectate și reproduse parțial în Catalogul de cutremure al lui A. Réthly (1952) reiese că mișcările seismice au fost însoțite uneori de o serie de fenomene geologice (crăpături în sol cu iviri de ape arteziene, emanații de gaze, de vapori, curgeri de nisip), geofizice (zgomote subterane) sau biologice (comportarea animalelor, efecte asupra omului) (C. Radu, E. Spânoche, 1977).

Vom analiza diversele manifestări de natură geologică legate de seismul din 15 X 1834, cel mai violent din regiunea studiată, cu focarul în grabenul Galoșpetreu-Mecențiu.

Acesta a zguduit o suprafață de $\sim 80\,000$ km^2, avînd intensitatea maximă 8 ($M = 5{,}3$; C. Radu, 1974 b) în zona Andrid-Dindești, care este punctul nodal al sistemului de falii activat de seism.

Șocul principal a fost urmat de o serie de replici, neincluse în numărul de cutremure susmențional.

Notăm că în ziua de 15 X 1834, la Galoșpetreu și Pișcolț s-au mai simțit încă „cel puțin 20 de zguduiri mult mai slabe" iar la Andrid mișcările „au continuat toată ziua și noaptea" (A. Réthly, 1952).

Efecte distrugătoare s-au menționat pe aria ce se întinde de la sud de Galoșpetreu pînă la Petrești și Sanislău în nord. În timpul cutremurului s-au produs crăpături în sol, din care au izbucnit ape arteziene și s-au depus conuri de nisip albăstrui sau verzui la Pișcolț, Andrid și Galoșpetreu.

După unele informații preluate de la martori oculari sau din ziarele vremii, aceste ape s-ar fi ridicat la Galoșpetreu pînă la o înălțime de 30—40 cm. La Andrid și Dindești se menționează ape arteziene sulfuroase care ar fi atins 20 m înălțime și ar fi inundat patru comune, iar nisipul depus ar fi fost inflamabil.

La Dindești s-a produs o crăpătură lungă de circa 3 km, emanînd vapori în timpul seismelor.

Se mai amintesc iviri de ape arteziene la Sanislău în nord și la Cenaloș în sud, precum și apariția unui număr mare de crăpături în sol, la Beltiug, în est.

Situînd aceste manifestări în contextul geologic respectiv se observă alinierea lor pe anumite fracturi ale fundamentului puse în evidență de lucrările de seismometrie ale IPGGH.

Atît apele cît și nisipurile care au fost expulzate la suprafață în timpul cutremurului par să provină din Panonian.

În depresiunea Sînnicolau cel mai puternic cutremur a fost cel din 29 IV 1906, cu epicentrul la Cubulcut ($M = 4{,}1$, C. Radu 1974 b). Dacă suprapunem izoseistele lui (I. Atanasiu, 1961) peste structura tectonică adîncă, remarcăm o asemănare între alura izoseistelor 5 și 4 și a faliei ce delimitează porțiunea mai coborîtă a fundamentului depresiunii Sînnicolau.

Se poate afirma că ridicarea Mihai Bravu-Diosig a constituit o piedică în propagarea undelor seismice, imprimînd izoseistelor un traseu caracteristic.

Între Oradea și Carei focarele seismice se situează atît pe compartimentele coborîte ale sistemului de blocuri menționat, cît și în lungul faliilor ce le mărginesc; în ambele situații ele se dispun pe ariile de temperaturi maxime ale apelor termale.

În acest sens este interesantă compararea hărților cu geoizoterme din lucrarea lui D. Paraschiv și M. Cristian (1973) cu figura 2. Se remarcă asemănarea dintre forma, direcția și dispunerea anomaliilor geotermice, a izoseistelor și a liniilor tectonice principale.

Aceasta arată clar legătura cauzală ce există între dislocații, bazinul acvifer, termalitate și cutremure, exprimînd seismicitatea regiunii.

CONCLUZII SEISMOTECTONICE

Din analiza întregului material geologic, geofizic și seismologic de care dispunem, se desprind cîteva constatări generale.

Focarele seismice se înșiră în lungul faliilor care delimitează și fragmentează grabenul Galoșpetreu-Mecențiu și depresiunea Sînnicolau. Ridicarea Pișcolț apare și ea fragmentată de o linie seismică ce poate fi trasată prin epicentrele Valea lui Mihai, Curtuiușeni, Pișcolț și Petrești, reprezentînd un accident tectonic adînc, care delimitează spre nord-vest bazinul acvitermal.

Manifestările coseismice ale cutremurului din 15 X 1834, semnalate pe o arie mare, evidențiază activizarea unui sistem de falii care afectează și cuvertura sedimentară a Depresiunii, străbătînd-o în întregime, din moment ce aceste fenomene reprezintă accesul la zi al apelor termale și nisipurilor ponțiene.

Ivirile coseismice de ape arteziene de la Sanislău, pe marginea ridicării Pișcolț, și Cenaloș, în sud-estul depresiunii Sînnicolau, sugerează ideea prelungirii în această direcție a bazinului acvitermal.

Din cele de mai sus se conturează o imagine structurală schematică a ramei de NE a Depresiunii Panonice, sub forma unui mozaic de blocuri ridicate și coborîte, mobile în lungul unor linii de dislocație seismic active, care afectează atît fundamentul cît și cuvertura.

Primit la redacție la 24 aprilie 1978

BIBLIOGRAFIE

ATANASIU, I. (1961), *Cutremurele de pămînt din România*. Ed. Acad. R.P.R., București.

BANDRABUR, T., CRĂCIUN, P., GHENEA, A., GHENEA, C., GIURGEA, P., MIHĂILĂ, N. (1975), *Sinteza geologică privind apele termale din Depresiunea Panonică*, Tema 27, Arh. IGG, București.

FLORINESCU, A. (1958), *Catalogue des tremblements de terre ressentis sur le territoire de la R.P.R.*, Ed. Acad. R.P.R., București (litografiat).

PARASCHIV, D., CRISTIAN, M. (1973), *Asupra particularităților regimului geotermic în nord-estul Depresiunii Panonice*. Petrol și gaze, **24**, *11*, p. 655—660, București.

PETRESCU, G., RADU, C. (1960), *Seismicitatea teritoriului R.P.R. în perioada 1901—1960*, An. științ. Univ. Al. I. Cuza, secț. I (Matem.-Fiz.-Chim.) **VI**, *3*, Iași.

RADU, C. (1974) — a, *L'activité sur le territoire de la Roumanie durant la période 1956—1970*, Stud. tehn. econ., seria D, 10/I, pag. 108—138, București.

RADU, C. (1974) — b, *Contribution à l'étude de la séismicité de la Roumanie et comparaison avec la séismicité du bassin méditerranéen et en particulier avec la séismicité du Sud-Est de la France*, Teză de doctorat, Strassbourg.

RADU, C., SPÂNOCHE, E. (1977), *Some phenomena related to the Romanian earthquakes*, Publ. Inst. Geophys. Pol. Acad. Sc., A-4(115), pag. 162—172, Warszawa.

RÉTHLY, A. (1914), *Die Erdbebenkarte Ungarns*. Gerl. Beitr. Geophys., **XIII**, *4*, p. 383—305, Berlin.

RÉTHLY, A. (1952), *A Kárpátmedencék földrengései (455—1918)*, Ed. Akad. Kiadó, Budapest.

SIMON, B. (1939), *A magyar medence földrengési térképe*. Földt. Közl., **LXIX**, *10—12*, p. 199—201, Budapest.

CONTRIBUTIONS TO THE SEISMOGEOLOGICAL STUDY OF THE NORTH-EASTERN PART OF THE PANNONIAN DEPRESSION

(ABSTRACT)

The active nature of some tectonic lines are derived from the distribution of both earthquake foci and coseismic geological phenomena (soil fissures with artesian water, gas, vapour and sand appearances).

These dislocations delimit the marginal sink system interposed between the Pannonian Depression in fact and the mountainous frame in its north-eastern part (Oradea-Carei zone).

They affect in the whole the basement as well as the sedimentary cover, permitting in consequence the surficial issue, during the 15 X 1834 earthquake, of thermal waters and Pontian sands.

STUDIUL PALEOMAGNETIC AL SEDIMENTELOR ROȘII DE VÎRSTĂ PERMIANĂ DIN BAZINUL MEHADIA (BANAT)

NGUYEN HUU DUC

Facultatea de geologie și geografie, Universitatea București

INTRODUCERE

Studiul paleomagnetic al unei roci necesită rezolvarea unei serii de probleme cuprinse în determinarea caracteristicilor paleomagnetice ale rocii, determinarea formei componentei stabile a magnetizării remanente naturale, adică originea ei, determinarea momentului de apariție a acestei componente, adică determinarea dacă ea este primară sau secundară etc. Studiul paleomagnetic efectuat de autor, în cadrul unei lucrări mai ample (Nguyen Huu Duc, 1978), asupra unor formațiuni sedimentare din regiunea Mehadia—Plugova—Iablanița (Banat) ce are numai un caracter de recunoaștere, încearcă să rezolve unele din problemele menționate mai sus.

În cadrul acestui articol se prezintă numai rezultatele obținute în studiul paleomagnetic al sedimentelor roșii de vîrstă permiană din bazinul Mehadia.

GEOLOGIA FORMAȚIUNILOR PERMIENE ȘI TECTONICA REGIUNII

Rocile ce alcătuiesc subsolul bazinului Mehadia sînt atribuite Permianului inferior și Jurasicului inferior (Liasic). Studiul de față referindu-se numai la formațiunile permiene în cele ce urmează vom prezenta pe scurt caracteristicile litologice precum și tectonica acestor formațiuni, folosind cu acest scop datele geologice existente (Iliescu, 1963, Iliescu și al, 1971).

Depozitele permiene inferioare se întîlnesc sub forma a două benzi continui, de o parte și de alta a bazinului sedimentar Mehadia, respectiv pe rama de E și de V a acestuia, benzi ce prezintă și unele deosebiri litologice. Astfel în zona estică depozitele permiene sînt formate din șisturi argiloase, gresii și conglomerate roșii în faciesul Verrucano, asociate cu numeroase erupțiuni de aceeași vîrstă și totdeauna situate transgresiv și discordant peste șisturile cristaline. În zona vestică aceste depozite se dezvoltă tot în faciesul Verrucano dar sînt în general lipsite de erupțiuni. În cadrul acestei zone au fost separate : orizontul conglomeratic bazal, orizontul gresiilor roșii și orizontul superior brecios cineritic.

Din punct de vedere geologic, bazinul Mehadia se situează la extremitatea sudică a zonei de Presacina. Sedimentarea, în întreaga zonă, începe cu formațiunile atribuite Carboniferului care se întîlnesc în Nord-Vestul zonei și continuă, fără întrerupere pînă în Permian inclusiv. În extremitatea sudică a zonei — la bazinul Mehadia — formațiunile permiene sînt cele mai vechi. Între Permianul și Liasicul inferior se instalează o perioadă de exondare.

ST. CERC. GEOL., GEOFIZ., GEOGR., GEOFIZICĂ, TOM 16, P. 33—51, BUCUREȘTI, 1978

Mişcările kimerice vechi au avut ca efect ridicarea întregii regiuni şi cutarea slabă a fundamentului. În urma acestei ridicări o mare parte a regiunii a fost supusă unui proces de eroziune care a creat astfel, un relief accidentat propriu iar sedimentele viitoare vor fi afectate, cel puţin cele iniţiale, de efectele acestei lungi perioade de exondare (Iliescu, 1963).

Cu Liasicul inferior începe un nou ciclu de sedimentare. Depozitele formate au fost apoi supuse mişcărilor orogene din Cretacicul mediu şi superior care au avut ca efect ansamblul tectonic de astăzi, reprezentat printr-o serie de cute şi falii ce au rezultat în urma unor mişcări tangenţiale şi radiale.

Formaţiunile paleozoice din bazinul Mehadia reprezintă un sinclinal strîns cutat şi parţial fragmentat cu o direcţie generală N—S. Elementele structurale principale sînt sinclinalul central Mehadia—Bolvaşniţa, sinclinalul Suiac—Sfîrdinu şi sinclinalul Mare.

Mişcările radiale au avut ca efect numeroase falii, dintre care cele mai importante sînt falia Suiac—Bolvaşniţa şi falia Rahitabreg.

Schema geologică a regiunii studiate este prezentată în figura 1.

OBIECTUL ŞI METODOLOGIA CERCETĂRII

Cum s-a menţionat în introducere, studiul paleomagnetic al sedimentelor din bazinul Mehadia are caracter de recunoaştere. Rocile studiate sînt reprezentate de conglomerate roşcate şi gresii roşii, situate în zona vestică a regiunii. Colectarea probelor orientate s-a efectuat din aflorimentele P_1, P_2 (gresii) şi P_3 (conglomerate) marcate pe schema geologică a regiunii (fig. 1).

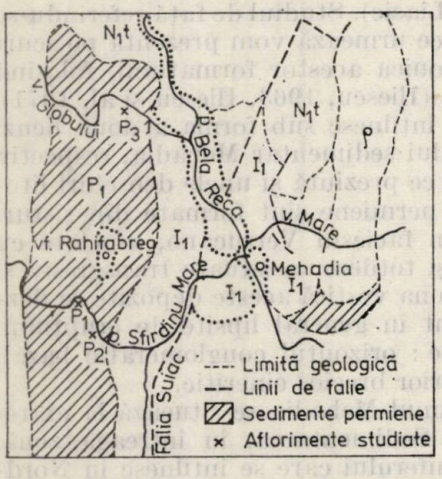


Fig. 1 — Schema geologică a bazinului Mehadia şi poziţia aflorimentelor studiate.

Din fiecare afloriment, eşantioanele s-au colectat din diferite puncte, corespunzătoare diferitelor strate. S-au colectat în total 44 eşantioane dintre care 35 din aflorimentele P_1, P_2 şi 9 din aflorimentul P_3. Toate eşantioanele au avut dimensiuni suficient de mari care au permis fie măsurarea directă a parametrilor acestora la un magnetometru astatic fie confecţionarea a 2—10 cuburi cu muchia de 2 cm, ce au fost măsurate cu ajutorul altor aparate. Orientarea eşantioanelor s-a efectuat cu ajutorul unei busole geologice. Planul de marcare pentru conglomerate a fost ales arbitrar iar pentru gresii, este suprafaţa de stratificaţie (planul stratului). Orientarea eşantioanelor s-a făcut după tehnica cunoscută (Hramov, Solpo, 1967).

Cercetările de laborator au cuprins : determinări ale parametrilor magnetici $\varkappa$ și $\vec{J}_n$ utilizînd aparate de diferite tipuri (Kappabridge KLY—1, Magnetometrul astatic LAM — 3, Magnetometrul rotativ (rock generator) JR — 4), studiul stabilității magnetizării remanente naturale J_n față de acțiunea diferiților factori de demagnetizare (timpul, cîmpul magnetic alternativ și temperatură), efectuarea de analize magnetice (construirea curbelor $J_{rs}(T)$, $J_s(T)$ și $J_r(H)$).

Împreună cu prelucrarea datelor experimentale s-au realizat analiza calitativă și cantitativă a stabilității paleomagnetice a rocilor studiate și calculul poziției polului paleomagnetic.

REZULTATELE EXPERIMENTALE

1. *Proprietățile magnetice*

Rocile sedimentare de vîrstă permiană din regiunea studiată sînt caracterizate de valori mici ale parametrilor $\varkappa$ și J_n și de limite destul de restrînse de variație a acestor parametri.

Rezultatele obținute arată că, susceptibilitatea magnetică a conglomeratelor variază în intervalul 3.10^{-6} — 22.10^{-6}u.CGS predominînd valorile cuprinse între 6.10^{-6} și 16.10^{-6}u.CGS (89,5%). Domeniul de variație al susceptibilității magnetice a gresiilor este mai larg, 1.10^{-6} — 40.10^{-6} u.CGS predominînd valorile cuprinse între 5.10^{-6} și 20 10^{-6} u.CGS (88,5%).

Atît pentru conglomerate cît și pentru gresii influența anizotropiei magnetice cauzate de stratificația rocilor nu este prea mare, coeficientul de anizotropie magnetică A ($A = \varkappa_{min}/\varkappa_{max}$) în cazul cuburilor fiind apropiat de 1. În cazul eșantioanelor de formă neregulată se observă influența anizotropiei formei, care în unele cazuri este destul de mare.

Magnetizarea remanentă naturală J_n a gresiilor roșii oscilează între 5.10^{-6} și 80.10^{-6}u.CGS, majoritatea valorilor fiind grupate în intervalul 5.10^{-6} — 60.10^{-6}u.CGS (95,5%). Valorile J_n ale conglomeratelor indică o variație mai mare, de la 2.10^{-7}u.CGS pînă la $5{,}5.10^{-6}$u.CGS, totodată, în comparație cu gresii roșii, aceste valori sînt mai mici, cu un ordin de mărime.

Valorile magnetizării induse J_i ale rocilor studiate variază după o legitate similară cu cea din cazul susceptibilității magnetice. Compararea valorilor J_i și J_n pentru aceeași probă arată că, în general, în cazul gresiilor $J_i < J_n$ iar în cazul conglomeratelor $J_i > J_n$.

Factorul Königsberger Q_n al gresiilor variază într-un domeniu destul de larg, de la 0,5 pînă la 20 dar majoritatea valorilor se grupează în intervalele 0,5—2 și 3—5 (30,5 și respectiv, 39%). Se observă o corelație inversă între Q_n și $\varkappa$ pentru fiecare pereche de intervale corespunzătoare acestor parametri. Acest fapt este în concordanță cu cel pus în evidență în general pentru roci sedimentare (Dortman și al, 1976). Factorul Q_n al conglomeratelor este foarte mic, pentru 5 probe din cele 4 studiate Q_n = = 0,05 — 0,30.

2. *Caracteristici paleomagnetice*

a. Distribuția vectorilor $\vec{J}_n$ în gresiile roșii. Observînd distribuția vectorilor $\vec{J}_n$ pe o proiecție stereografică constatăm o dispersie considerabilă

a acestora. Atît pentru ansamblul probelor (fig. 2) cît și pentru ansamblul stratelor (fig. 3), în sistemul de coordonate vechi proiecțiile vectorilor $\vec{J}_n$ au o distribuție alungită după azimut (declinație) iar după cădere (incli-

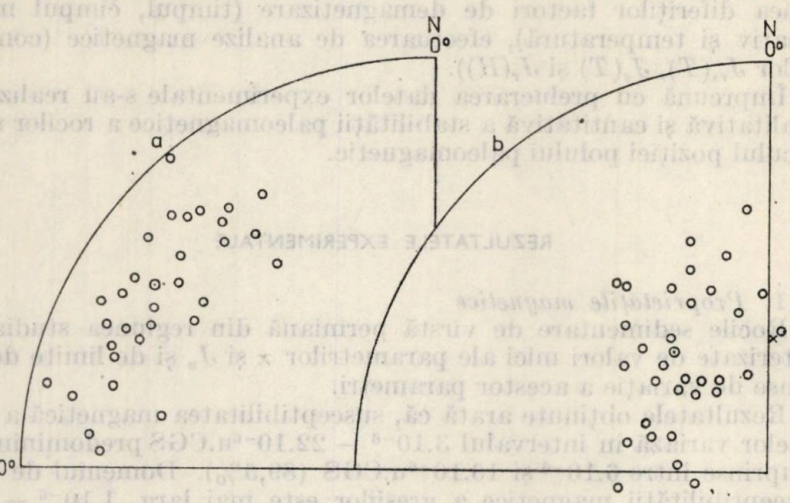


Fig. 2 — Proiecțiile stereografice ale vectorilor $\vec{J}_n$ ai probelor de gresii roșii studiate.
a) în sistemul de coordonate vechi.
b) în sistemul de coordonate actual.

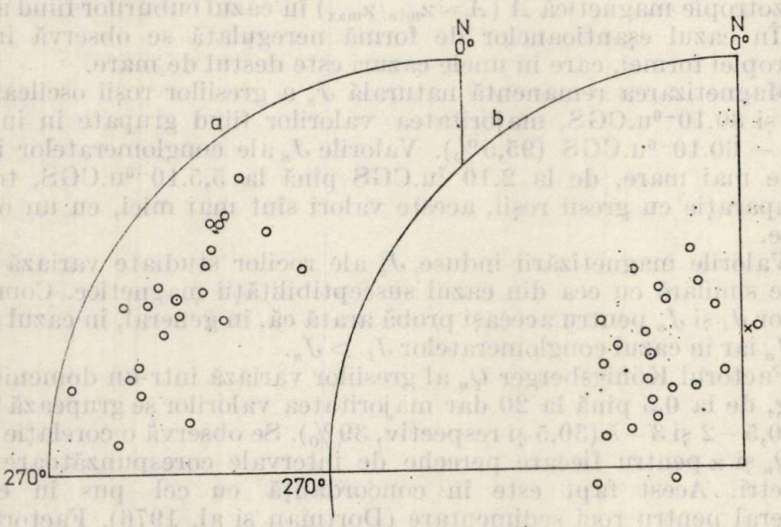


Fig. 3 — Proiecțiile stereografice ale vectorilor $\vec{J}_n$ ai stratelor de gresii roșii studiate, a), b) la fel ca fig. 2.

nație) dispersia are o amplitudine mai mică. Cu alte cuvinte, în sistemul de coordonate vechi proiecțiile vectorilor $\vec{J}_n$ formează o bandă îngustă de-a lungul cercului mare al proiecției stereografice (fig. 2a, 3a).

Imaginea distribuției vectorilor $\vec{J}_n$ în sistemul de coordonate vechi se schimbă puțin cînd se trece la sistemul actual : punctele de proiecție se concentrează într-un domeniu ce se apropie, ca formă, de o elipsă foarte puțin turtită (fig. 2b, 3b).

În tabela I sînt prezentate mărimea și direcția (exprimată prin unghiurile de declinație D și inclinație I) vectorilor rezultanți $\vec{R}$, valorile coeficientului de grupare K și raza cercului de conferință α_{95} în sistemele de coordonate vechi și actual pentru cele două ansamble menționate mai sus.

Tabela I

	În sistemul de coordonate vechi					În sistemul de coordonate actual				
	$D_{R,v}$	$I_{R,v}$	R_v	K_v	$\alpha_{95,v}$	$D_{R,a}$	$I_{R,a}$	R_a	K_a	$\alpha_{95,a}$
Ansamblul probelor (31)	303°	−17,5°	29,93	28	5°	322,5°	−57°	30,14	35	4,5°
Ansamblul stratelor (21)	302	−17,5	20,29	28	6	321	−58	20,5	40	5

Compararea datelor obținute arată că, în fiecare sistem unghiurile D_R și I_R ca și valorile K, α_{95} ale celor două ansamble nu diferă prea mult iar pentru fiecare ansamblu, $K_v < K_a$, $\alpha_{95,v} > \alpha_{95,a}$, adică gradul de grupare al vectorilor $\vec{J}_n$ în sistemul actual este mai mare decît în sistemul vechi cu toate că această diferență, de asemenea, nu este prea mare.

b. Despre „Stabilitatea paleomagnetică" a gresiilor roșii studiate. Cum s-a menționat mai sus, în sistemul de coordonate actual, direcțiile $\vec{J}_n$ pe proiecția stereografică formează un domeniu de formă eliptică iar direcția cîmpului geomagnetic actual $\vec{H}_T$ se situează la periferia acestui domeniu. Coeficientul de grupare K_v în sistemul vechi este puțin mai mic decît K_a în sistemul actual.

Din punctul de vedere al metodei „nivelării" (Hramov, Solpo, 1967), în cazul studiat relația $K_v < K_a$ indică o predominanță, cu toate că nu prea marcată, a magnetizărilor apărute ceva mai tîrziu după cutarea rocilor studiate. Coeficientul stabilității paleomagnetice pentru aceste roci, determinat cu ajutorul formulei $S = \sqrt{K_v}/\sqrt{K_v} + \sqrt{K_a}$ este 0,45 în cazul stratelor. Valoarea obținută $S = 0{,}45$ se situează între limitele 0,3 și 0,8 , interval de valori obișnuit pentru mărimea S a tuturor rocilor (Solpo, Ianovski, 1968), totodată ea este aproximativ egală cu media valorilor de limită menționate.

S-a efectuat compararea distribuției reale a vectorilor $\vec{J}_n$ ai stratelor de roci studiate în sistemul actual cu distribuția Fisher (teoretică). Datele obținute privind probabilitățile p_f arată că, probabilitatea $p_{f,r}$ care exprimă gradul în care distribuția radială (abaterea vectorilor $\vec{J}_n$ față de direcția lor medie) concordă cu distribuția Fisher este 0,18, valoare destul de mică în comparație cu 1, probabilitatea $p_{f,a}$ care exprimă gradul în care distribuția azimutală concordă cu distribuția Fisher este 0,80 care este destul de apropiată de 1.

Valoarea destul de mică a probabilității distribuției radiale arată că, în cazul rocilor studiate aceasta nu concordă prea bine cu distribuția (radială) Fisher. Invers, valoarea destul de mare a probabilității distribuției azimutale arată o concordanță bună cu distribuția (azimutală) Fisher (fig. 4).

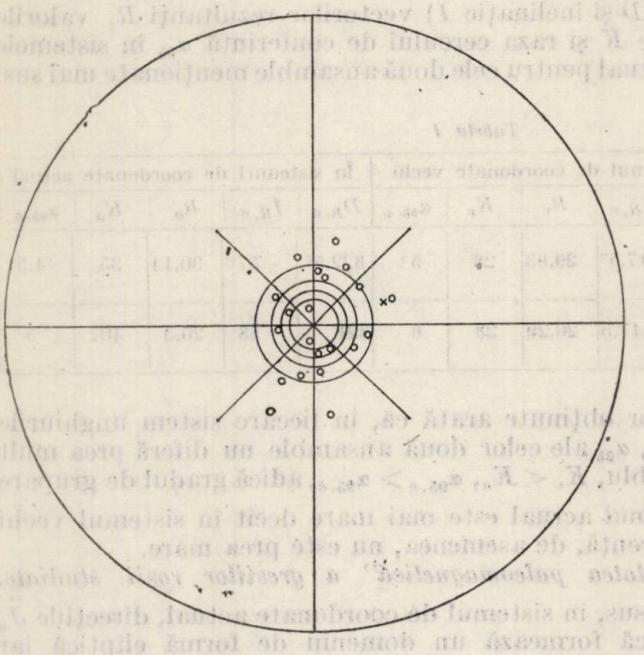


Fig. 4 — Compararea distribuției vectorilor $\vec{J}_n$ ai stratelor de gresii roșii studiate cu distribuția Fisher.

Valoarea relativ mică a probabilității $p_{f,r}$ indică coexistență a două sau mai multe componente de magnetizare cu mărimi diferite. În afară de aceasta considerăm că valoarea mică a probabilității $p_{f,r}$ mai este cauzată de neomogenitatea litologică a probelor studiate (coloratul și granulația). Valoarea destul de mare a probabilității $p_{f,a}$ indică influența nu prea mare a cîmpului geomagnetic actual care produce magnetizarea vîscoasă a gresiilor studiate.

Din toate faptele menționate mai sus putem trage concluzia că, gresiile roșii din regiunea studiată au o stabilitate paleomagnetică nu prea ridicată. Componentele magnetizării apărute după cutare sînt puțin mai mari decît componentele apărute anterioare cutării. Componenta vîscoasă nu este mare în comparație cu celelalte.

c. Stabilitatea magnetizării remanente naturale a rocilor studiate față de diferiți factori de demagnetizare.

— Stabilitatea în timp. Demagnetizarea în timp a probelor de gresii roșii s-a efectuat unei variante cunoscute (Hramov, Solpo, 1967) și anume : în laborator, într-un loc lipsit de cîmpuri magnetice perturbante, probele au fost așezate pe rînd cu axele lor X, Y, Z perpendicular pe planul meridianului magnetic. În acest fel componenta lui $\vec{J}_n$ perpendiculară pe planul meridianului magnetic a suferit un proces de autodemagnetizare în timp,

cauzat de fenomene de relaxare. Prin aceasta este distrusă, într-o măsură mai mare sau mai mică, componenta vîscoasă a magnetizării J_n. Axa X a probelor a fost ținută perpendicular pe $\vec{H}_{T,1}$ (cîmpul geomagnetic în laborator) 15 zile, axa Y, 25 zile și axa Z, 23 zile. După fiecare interval de

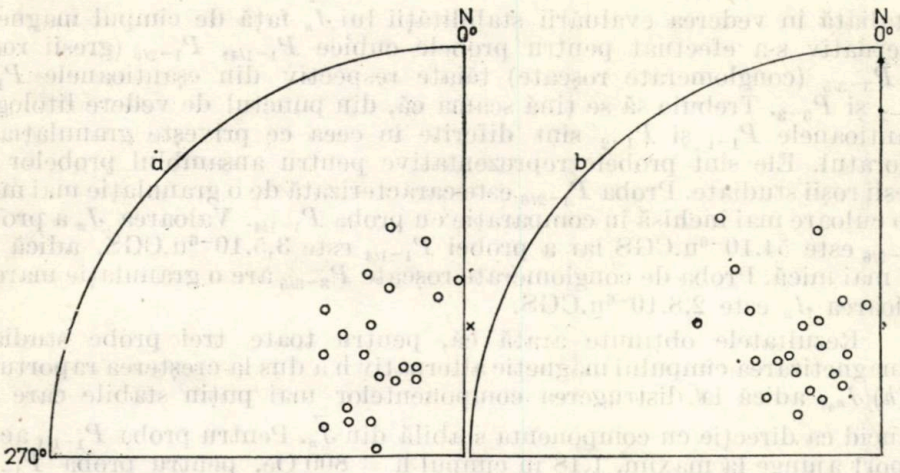


Fig. 5 — Distribuția vectorilor $\vec{J}_n$ ai probelor de gresii roșii studiate înaintea (a) și după demagnetizarea în timp (b).

timp menționat mai sus, probele au fost măsurate cu ajutorul magnetometrului astatic LAM-3 și obținîndu-se astfel componentele $J_{nX,t}$, $J_{nY,t}$ și $J_{nZ,t}$ eliberate, într-o măsură oarecare, de componentele vîscoase. Din aceste valori s-au calculat magnetizările remanente $\vec{J}_{n,t}$ rămase după demagnetizarea în timp.

Datele obținute arată că, în general, variația mărimii vectorului $\vec{J}_n$ în cazul rocilor studiate nu este prea mare. Procesul de demagnetizare în timp a dus la creșterea lui J_n la unele probe și la descreșterea lui J_n la altele. Raportul $J_{n,t}/J_{n_0}$ care caracterizează gradul de variație a lui J_n ca urmare a procesului de demagnetizare în timp oscilează între 0,85 și 1,35 dar se grupează în general în intervalul 0,90—1,10 cu valoarea medie de 1,01 reprezentînd 85,5% din numărul total al probelor studiate.

Datele obținute privind Δa și Δj ce exprimă variația unghiurilor a și j care determină direcția vectorilor $\vec{J}_n$ arată de asemenea un caracter similar cu variația în mărimea lor. Se observă creșteri sau descreșteri neregulate ale lui Δa și Δj pentru probe diferite. Aceste valori nu sînt prea mari, de la $\pm 0{,}5°$ pînă la $-14{,}5°$ și $+17{,}5°$ pentru Δa și de la $-5{,}5°$ și $+1{,}5°$ pînă la $-13°$ și $+11°$ pentru Δj. Valorile mai mici, $\Delta a = 0 - \pm 10°$ și $\Delta j = 0 - \pm 3°$ sînt predominante.

Distribuția vectorilor $\vec{J}_n$ înaintea și după demagnetizarea în timp este prezentată în proiecțiile stereografice în figura 5. Se observă că imaginea generală a acestor distribuții este aproape neschimbată.

Astfel, se poate trage concluzia că, magnetizarea remanentă naturală a rocilor studiate este foarte stabilă în timp, componenta vîscoasă din $\vec{J}_n$ nu este prea mare avînd o influenţă destul de mică atît asupra mărimii cît şi asupra direcţiei componentei stabile.

— Stabilitatea lui $\vec{J}_n$ în cîmp magnetic alternativ. Demagnetizarea detaliată în vederea evaluării stabilităţii lui $\vec{J}_n$ faţă de cîmpul magnetic alternativ s-a efectuat pentru probele cubice $P_{1-1/4}$, $P_{1-2/6}$ (gresii roşii) şi $P_{3-3/5}$ (conglomerate roşcate) tăiate respectiv din eşantioanele P_{1-1}, P_{1-2} şi P_{3-3}. Trebuie să se ţină seama că, din punctul de vedere litologic, eşantioanele P_{1-1} şi P_{1-2} sînt diferite în ceea ce priveşte granulaţia şi coloratul. Ele sînt probele reprezentative pentru ansamblul probelor de gresii roşii studiate. Proba $P_{1-2/6}$ este caracterizată de o granulaţie mai mică şi o culoare mai închisă în comparaţie cu proba $P_{1-1/4}$. Valoarea J_n a probei $P_{1-2/6}$ este 54.10^{-6}u.CGS iar a probei $P_{1-1/4}$ este $3{,}5.10^{-6}$u.CGS, adică 15 ori mai mică. Proba de conglomerate roşcate $P_{3-3/5}$ are o granulaţie mare şi valoarea J_n este $2{,}8.10^{-6}$u.CGS.

Rezultatele obţinute arată că, pentru toate trei probe studiate demagnetizarea cîmpului magnetic alternativ h a dus la creşterea raportului $J_n(h)/J_{n_0}$, adică la distrugerea componentelor mai puţin stabile care nu coincid ca direcţie cu componenta stabilă din $\vec{J}_n$. Pentru proba $P_{1-1/4}$ acest raport ajunge la maxim, 1,18 în cîmpul h = 800 Oe, pentru proba $P_{1-2/6}$, 1,04 în cîmpul $h = 200 - 300$ Oe iar pentru proba $P_{3-3/5}$, 1,31 în cîmpul $h = 300$ Oe. Pentru toate trei probe apare o variaţie însemnată numai în cîmpuri nu prea mari, între 50 şi 400 Oe iar în cîmpuri mai mari de 400 Oe nu se observă nici o schimbare importantă.

Curbele $a(h)$ şi $j(h)$ care reprezintă variaţia direcţiei vectorilor $\vec{J}_n$ ai probelor studiate au caracteristici similare cu curbele $J_n(h)$. Aceste variaţii sînt destul de mici pentru probele $P_{1-1/4}$ şi $P_{1-2/6}$ şi mai mari pentru proba $P_{3-3/5}$: $\Delta a = -6°, -6{,}5°$ şi $+16°$, $\Delta j = -3°, -2°$ şi $-15°$ respectiv. Curbele experimentale $J_n(h)$, $a(h)$ şi $j(h)$ ale probei $P_{1-1/4}$ sînt prezentate în figura 6.

Din cele menţionate mai sus se poate ajunge la concluzia că, magnetizarea $\vec{J}_n$ a probelor studiate conţine o componentă principală care reprezintă o parte destul de mare din $\vec{J}_n$ şi este foarte stabilă faţă de acţiunea de demagnetizare a unui cîmp magnetic alternativ chiar cu intensitate destul de ridicată (800 Oe). Componentele nestabile distruse în acest caz sînt probabil J_r, J_{ri} şi J_{rv}.

— Stabilitatea lui faţă de temperatură. Demagnetizarea termică, în vederea evaluării stabilităţii magnetizării $\vec{J}_n$ faţă de temperatură s-a efectuat pentru probele $P_{1-1/6}$, $P_{1-2/5}$ (gresii roşii) şi $P_{3-3/6}$ (conglomerate roşcate) care sînt la fel ca probele $P_{1-1/4}$, $P_{1-2/6}$ şi $P_{3-3/5}$ tăiate din eşantioanele P_{1-1}, P_{1-2} şi P_{3-3}.

Rezultatele obţinute arată că, probele studiate se caracterizează prin curbe $J_n(T)$ destul de tipice. Pentru proba $P_{1-1/6}$ încălzirea între limitele $25 - 550$°C a dus la o variaţie puternică, aproape liniară a raportului $J_n(T)/J_{n_0}$, de la 1 pînă la 1,36. La temperaturi mai ridicate se observă

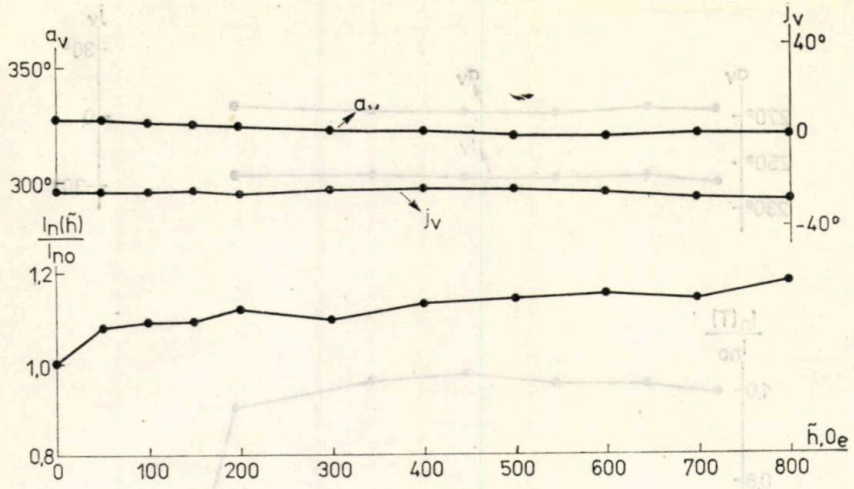


Fig. 6 — Variația mărimii și direcției vectorului $\vec{J}_n$ al probei $P_{1-1/4}$ în procesul de demagnetizare în cîmpul magnetic alternativ h.

o scădere rapidă a acestui raport pe măsură ce temperatura se apropie de punctul Curie al mineralului feromagnetic prezent în probă. Mărimea J_n a probei $P_{1-2/5}$ este foarte stabilă față de temperaturi cuprinse între 25 și 550°C. Variația cea mai mare are loc la $T = 300$°C pentru care raportul $J_n(300°)/J_{n_0} = 1{,}04$ adică foarte apropiat de 1. Începînd de la $T = 550$°C se observă o scădere rapidă a lui J_n.

În comparație cu probele $P_{1-1/6}$ și $P_{1-2/5}$ viteza de variație a mărimii J_n a probei $P_{3-3/6}$ are o valoare medie. Raportul $J_n(T)/J_{n_0}$ ajunge la maxim de 1,12 la $T = 400$°C. Începînd cu $T = 400$°C și mai ales de la $T = 550$°C, curba $J_n(T)$ a probei $P_{3-3/6}$ este similară cu cea a probelor $P_{1-1/6}$ și $P_{1-2/5}$, mărimea J_n descrește repede și ajunge la zero la aproximativ $T = 675$°C.

Pentru toate cele trei probe menționate mai sus, direcția lui $\vec{J}_n$ este foarte stabilă pentru temperaturi cuprinse între 25 și 550°C. Variațiile unghiurilor a și j nu sînt prea mari, fiind similare cu variațiile avute la demagnetizarea în timp și în cîmp magnetic alternativ anume $\Delta a = -12°$, $+1°$ și $-7°$, $\Delta j = -9°$, $+2{,}5°$ și $+4°$ respectiv.

Curbele experimentale ale probei $P_{1-2/5}$ sînt prezentate în figura 7.

3. *Rezultatele analizelor magnetice*

Construirea curbelor experimentale $J_{rs}(T)$, $J_s(T)$ și $J_r(H)$ s-a efectuat pentru probele $P_{1-1/4}$, $P_{1-2/6}$ (gresii roșii) și $P_{3-3/5}$ (conglomerate roșcate).

a. Curbele termomagnetice $J_{rs}(T)$ și $J_s(T)$. Variația magnetizării remanente de saturație J_{rs} și a magnetizării de saturație J_s cu temperatura T este prezentată în figura 8, 9.

După cum se vede din figura 8, curba $J_{rs}(T)/J_{rs_0}$ pentru proba $P_{1-1/4}$ (curba 1) se caracterizează prin scăderea regulată a lui J_{rs} cu creșterea temperaturii pînă la temperatura Curie a mineralului feromagnetic aflat în probă. Pe baza tendinței de scădere a curbei această temperatură este evaluată la aproximativ 675°C.

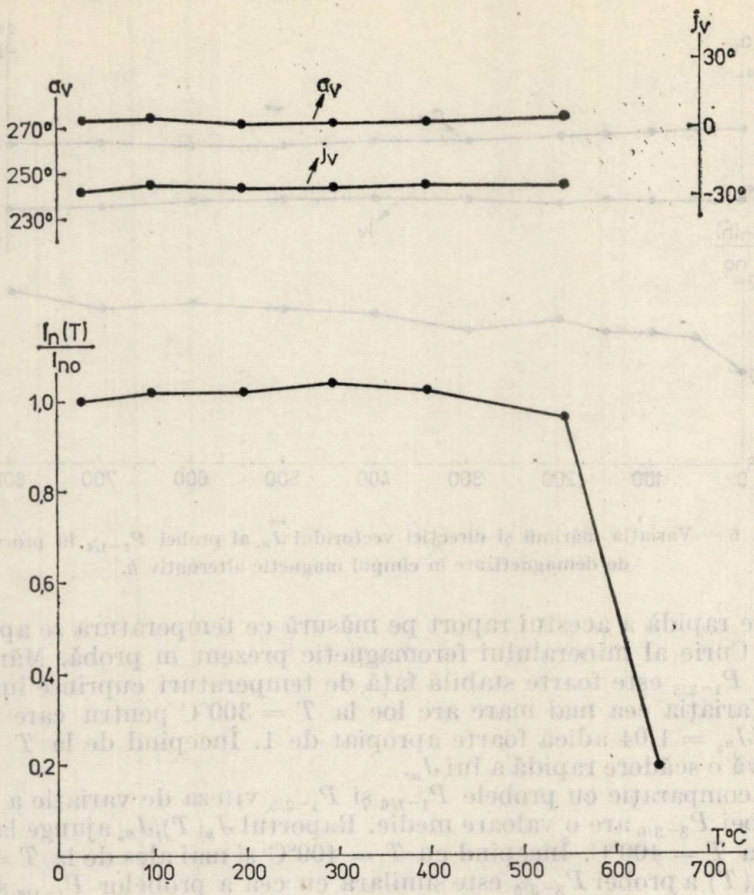


Fig. 7 — Variația mărimii și direcției vectorului $\vec{J}_n$ al probei $P_{1-2/5}$ cu temperatura T în procesul de demagnetizare termică.

Curba $J_{rs}(T)/J_{rs_0}$ (curba 2a) pentru proba $P_{1-2/6}$ este diferită puțin de cea corespunzătoare probei $P_{1-1/4}$. În acest caz J_{rs} crește lent pentru temperaturi cuprinse între 25 și 225°C, raportul $J_{rs}(T)/J_{rs_0}$ ajungînd, pentru $T = 225$°C la valoarea 1,16. Începînd de la această temperatură $J_{rs}(T)$ descrește în mod regulat ca și în cazul probei $P_{1-1/4}$.

Pentru proba $P_{1-2/6}$ s-a determinat valoarea J_{rs_1} după prima încălzire. Se observă o descreștere puternică a lui J_{rs} : raportul $J_{rs_1}/J_{rs_0} = 0{,}635$. Variația acestui raport cu temperatură la a doua încălzire este prezentată de curba 2b. Ambele 2a și 2b ajung la zero la aproximativ 675°C adică ambele încălziri arată existența în proba a unui mineral feromagnetic avînd punctul Curie la această temperatură.

Pentru proba $P_{3-3/5}$, atît curba $J_{rs}(T)/J_{rs_0}$ (curba 3a) cît și curba $J_{rs_1}(T)/J_{rs_0}$ (curba 3b) sînt caracterizate în general de o scădere monotonă a lui J_{rs} cu creșterea temperaturii de încălzire. Variația valorii J_{rs_0} după prima încălzire este foarte mică, raportul $J_{rs_1}/J_{rs_0} = 0{,}98$, ambele curbe

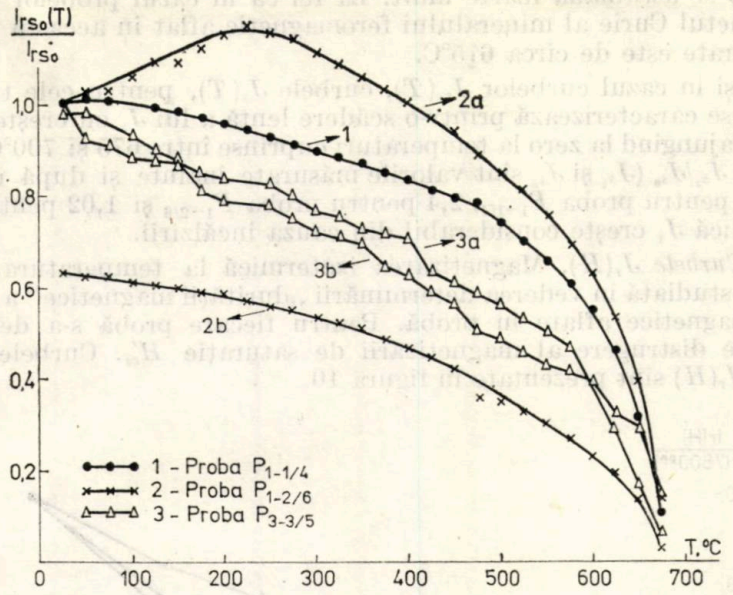


Fig. 8 — Curbele termomagnetice $J_{rs}(T)$ ale probelor studiate.

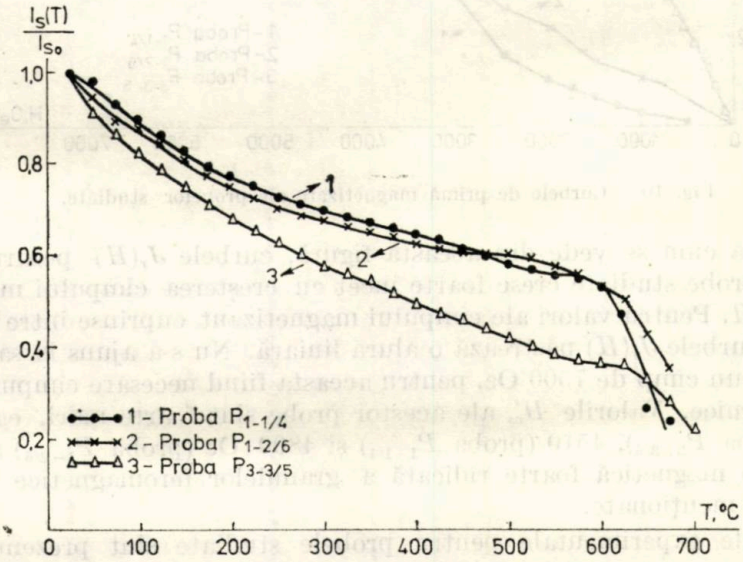


Fig. 9 — Curbele termomagnetice $J_s(T)$ ale probelor studiate.

3a și 3b se aseamănă foarte mult. La fel ca în cazul probelor de gresii roșii, punctul Curie al mineralului feromagnetic aflat în această probă de conglomerate este de circa 675°C.

Ca și în cazul curbelor $J_{rs}(T)$, curbele $J_s(T)$, pentru cele trei probe studiate, se caracterizează printr-o scădere lentă a lui J_s cu creșterea temperaturii ajungînd la zero la temperaturi cuprinse între 675 și 700°C (fig. 9). Raportul J_{s_1}/J_{s_0} (J_{s_1} și J_{s_0} sînt valorile măsurate înainte și după încălzire) este 1,81 pentru proba $P_{1-1/4}$, 2,4 pentru proba $P_{1-2/6}$ și 1,02 pentru proba $P_{3-3/5}$, adică J_s crește considerabil din cauza încălzirii.

b. Curbele $J_r(H)$. Magnetizarea izotermică la temperatura camerei (25°) este studiată în vederea determinării „durității magnetice" a granulelor feromagnetice aflate în probă. Pentru fiecare probă s-a determinat cîmpul de distrugere al magnetizării de saturație H'_{cs}. Curbele experimentale $J_r(H)$ sînt prezentate în figura 10.

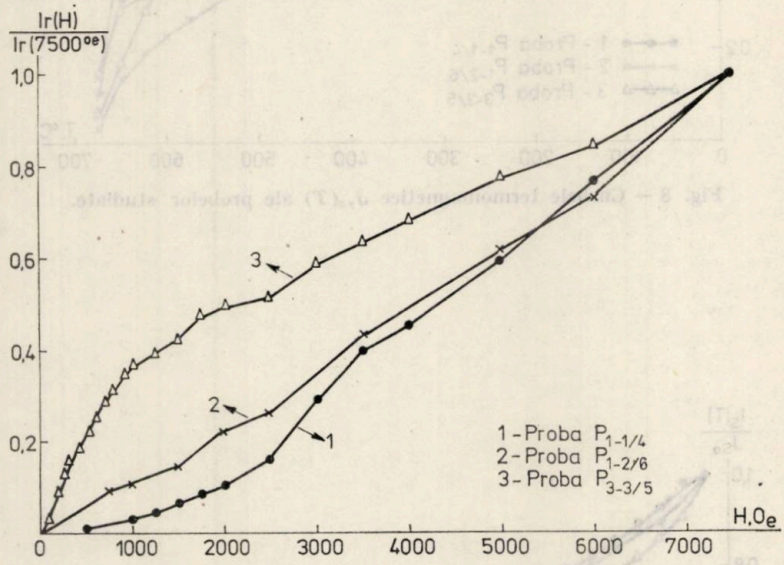


Fig. 10 — Curbele de primă magnetizare ale probelor studiate.

După cum se vede din această figură, curbele $J_r(H)$ pentru toate cele trei probe studiate cresc foarte încet cu creșterea cîmpului magnetic constant H. Pentru valori ale cîmpului magnetizant cuprinse între 1000 și 7000 Oe curbele $J_r(H)$ păstrează o alură liniară. Nu s-a ajuns la saturație chiar într-un cîmp de 7500 Oe, pentru aceasta fiind necesare cîmpuri mult mai puternice. Valorile H'_{cs} ale acestor probe sînt foarte mari, egale cu 3480 (proba $P_{3-3/5}$), 4510 (proba $P_{1-1/4}$) și 4800 Oe (proba $P_{1-2/6}$) arătînd o duritate magnetică foarte ridicată a granulelor feromagnetice aflate în probele menționate.

Datele experimentale pentru probele studiate sînt prezentate în tabela II.

Tabela II

N. probei	J_{rs_0} (Gauss/cm³gr.)	J_{rs_1}/J_{rs_0}	J_{s_0} (Gauss/cm³gr.)	J_{s_1}/J_{s_0}	J_{rs_0}/J_{s_0}	T_c (°C)	H'_{sc} (Oe)
$P_{3-3/5}$	$1{,}23.10^{-3}$	0,98	$11{,}6.10^{-3}$	1,02	0,107	675	3490
$P_{1-1/4}$	$4{,}15.10^{-3}$	—	$13{,}1.10^{-3}$	1,36	0,32	675	4510
$P_{1-2/6}$	$10{,}1\ .10^{-3}$	0,635	$30{,}2.10^{-3}$	2,4	0,33	675	4800

DISCUTAREA ȘI INTERPRETAREA REZULTATELOR

1. *Compoziția chimică a mineralelor feromagnetice din rocile studiate.* Determinarea compoziției chimice a mineralelor feromagnetice, aflate în rocile sedimentare studiate se bazează pe rezultatele analizelor magnetice pe care le-am prezentat mai sus.

După cum se știe, curbele $J_{rs}(T)$ devin zero la $T = 675°C$ valoare egală cu punctul Curie al hematitului. Saturația magnetizării izotermice J_r nu a fost atinsă chiar într-un cîmp magnetic constant de 7500 Oe. Cîmpurile de distrugere a magnetizării de saturație H'_{cs} sînt foarte puternice, de 3500 — 5000 Oe indicînd o duritate magnetică foarte mare a granulelor feromagnetice. Este evident că astfel de granule au dimensiuni foarte mici.

Din faptele menționate mai sus putem considera că, componenta stabilă a magnetizării $\vec{J}_n$ la rocile sedimentare studiate este strîns legată de prezența granulelor de hematit cu dimensiuni foarte mici, probabil granule monodomenii.

În rocile studiate, în afară de hematitul care se consideră a fi mineral feromagnetic principal mai poate exista o cantitate mică de hidroxizi de fier.

Datele obținute (tab. II) arată că magnetizările J_{rs} și J_s ale diferitelor probe au valori diferite. Diferența ajunge în cazul probelor $P_{1-2/6}$ și $P_{3-3/5}$ la un ordin de mărime iar pentru probele $P_{1-2/6}$ și $P_{1-1/4}$, la de 2,5 ori. Acest fapt poate fi explicat prin diferența conținutului în hematit și hidrooxizi de fier al acestor probe. Acest conținut este mai mare la proba $P_{1-2/6}$ și mai mic la probele $P_{1-1/4}$ și $P_{3-3/5}$. Cum s-a menționat mai sus, diferența în conținutul mineralelor feromagnetice explică și coloritul diferit al acestor probe.

Oscilația valorilor H'_{cs} la probele studiate este explicată de variația dimensiunilor granulelor de hematit : aceste granule sînt mai mici la proba $P_{1-2/6}$ ($H'_{cs} = 4800$ Oe) și mai mari la proba $P_{3-3/5}$ ($H = 3480$ Oe). Astfel, proba $P_{1-2/6}$ (ca și $P_{1-2/5}$) se caracterizează prin granule de hematit cu dimensiuni mai mici cu conținut mai mare iar probele $P_{1-1/4}$ (ca și $P_{1-1/6}$) și $P_{3-3/5}$ (ca și $P_{3-3/6}$) prin granule de hematit cu dimensiuni mai mari și cu conținut mai mic.

Cum s-a menționat mai sus, în cazul probei $P_{1-2/6}$ încălzirea a dus la descreșterea considerabilă a lui J_{rs} ($J_{rs_1}/J_{rs_0} = 0{,}635$) și invers, la creșterea considerabilă a lui J_s ($J_{s_1}/J_{s_0} = 2{,}40$). Acest fapt poate fi legat de o distrugere parțială a mineralelor feromagnetice cauzată de încălzire (Solpo, 1977).

Considerăm că la temperaturi ridicate, o parte din aceste minerale au fost transformate ireversibil devenind paramagnetice. Apariţia mineralelor paramagnetice a dus la creşterea lui J_s şi la descreşterea lui J_{rs}. Un astfel de fenomen s-a observat şi în cazul probei $P_{3-3/5}$ cu toate că variaţia parametrilor J_{rs} şi J_s este mult mai mică.

2. *Originea magnetizării remanente naturale* $\vec{J}_n$ *a rocilor studiate.* Cum s-a văzut mai sus, variantele diferite de demagnetizare, aplicate probelor de roci studiate, arată o stabilitate foarte ridicată a uneia dintre componentele magnetizării $\vec{J}_n$ a acestora faţă de factori de demagnetizare. Stabilitatea foarte ridicată a acestei componente arată că ea poate fi de origine termoremanentă $\vec{J}_{rt}$ sau chimică $\vec{J}_{rc}$.

Aşa cum s-a arătat, pentru toate probele studiate, curbele $J_{rs}(T)$ se caracterizează printr-o variaţie foarte mică a valorilor J_{rs} în domeniul 25 — 400°C (fig. 8). O descreştere importantă a acestor valori are loc numai la $T = 400$°C, derivata $\mathrm{d}J_{rs}(T)/\mathrm{d}T$ ajunge la maxim la $T = 600 - -625$°C. După formă, toate curbele $J_{rs}(T)$ au o convexitate pronunţată către partea opusă axei absciselor (axa T). Această formă indică o predominanţă a hematitului, omogen din punct de vedere structural faţă de alte minerale feromagnetice (hidroxizi de fier) aflate în rocile studiate. Convexitatea curbei $J_{rs}(T)$ este o caracteristică tipică a magnetizării remanente de origine chimică (Solpo, Ianovski, 1968, Petrova şi al, 1976).

Prin urmare, putem considera că componenta cea mai stabilă a magnetizării $\vec{J}_n$ a rocilor sedimentare studiate este în esenţă de origine chimică, $\vec{J}_{rc}$. Această magnetizare s-a format fie în procesul de depunere şi consolidare a depozitelor, fie în decursul istoriei lor ulterioare şi poate fi rezultatul unei dezvoltări lente a granulelor de hematit cu dimensiuni foarte mici, de la starea supraparamagnetică la cea feromagnetică cu granulaţie mai mare. Această dezvoltare este însoţită de transformări chimice ce au loc în roci la temperaturi relativ joase. În cazul rocilor studiate nu excludem prezenţa hematitului cu magnetizarea chimică aflat chiar în compoziţia depozitelor adică în compoziţia rocilor „mame".

Într-adevăr, magnetizarea chimică legată de hematit cu dimensiuni ale granulelor foarte mici (monodomeniu) este un fenomen frecvent pentru rocile sedimentare, mai ales, cele de culoare roşie (Nagata, 1961).

Împreună cu componenta stabilă $\vec{J}_{rc}$ ca o componentă principală, în magnetizarea remanentă naturală $\vec{J}_n$ a rocilor studiate se află componentele vîscoase $\vec{J}_{rv}$ (dobîndite de roci în cîmpul geomagnetic actual), izotermice $\vec{J}_r$ (însoţite de apariţia lui $\vec{J}_{rc}$). Nu excludem posibilitatea prezenţei magnetizării dinamice $\vec{J}_{rd}$ care poate fi formată datorită proceselor tectonice care produc cutarea rocilor studiate. Din cauza stabilităţii reduse faţă de temperatură şi de un cîmp magnetic alternativ, distrugerea acestor componente în procesul de demagnetizare a dus la creşterea considerabilă a mărimii J_n (fig. 6, 7). Totodată, prezenţa componentelor $\vec{J}_{rv}$, $\vec{J}_r$ sau $\vec{J}_{rd}$ reprezintă cauza principală ce determină o stabilitate paleomagnetică relativ redusă a gresiilor roşii studiate. Dispersia vectorilor $\vec{J}_n$ ai acestor

roci în sistemul de coordonate vechi poate fi legată de anizotropia rocilor, de variațiile cîmpului geomagnetic în trecutul geologic (trebuie să se țină seama că, probele sînt colectate din strate situate departe unul de altul) și de schimbările avute neevitat ale poziției probelor în timpul colectării.

3. *Momentul de apariție a componentei stabile a magnetizării* $\vec{J}_n$ *a rocilor studiate*

Rezultatele prezentate mai sus au condus la concluzia originii chimice a componentei stabile a magnetizării $\vec{J}_n$ a rocilor sedimentare de culoare roșie din regiunea studiată. În continuare se pune problema posibilității folosirii acestor roci în cercetările paleomagnetice și pentru aceasta este necesar să se precizeze dacă magnetizarea chimică $\vec{J}_{rc}$ este primară adică a apărut chiar în timpul procesului de sedimentare și consolidare al rocilor sau secundară adică s-a format în decursul vieții ulterioare a acestora. Dacă $\vec{J}_{rc}$ a apărut într-un moment oarecare al vieții ulterioare a rocilor studiate nu le vom putea folosi în scopuri paleomagnetice dacă nu determinăm acest moment.

Rezolvarea problemei formulate se bazează pe datele geologice existente și pe cele experimentale prezentate mai sus.

Din punct de vedere geologic, rocile sedimentare din bazinul Mehadia s-au format în condițiile mării transgresive caracterizate printr-o distribuție ordonată a depozitelor : nivelele inferioare sînt reprezentate de conglomerate cu granulație mare iar la nivelele superioare, aceste depozite au o granulație tot mai mică trecînd la gresii și șisturi argiloase (Iliescu, 1963).

Rocile sedimentare studiate aparțin formațiunilor danubiene și au fost supuse unei cutări puternice. Conglomeratele roșcate și gresiile roșii au aceeași vîrstă (P_1) cu formațiunile vulcanice (riolite, porfire etc.) și sînt mai tinere decît rocile cristaline și granitice (granitoidul de Sfirdinu) aflate în această regiune. Prin urmare, putem considera că este posibil ca rocile sedimentare permiene studiate să fi suferit numai influența directă a fazelor de erupție a rocilor vulcanice.

Rocile sedimentare permiene studiate prezintă o omogenitate mare în limita multor strate din punct de vedere litologic și al culorii. Observații făcute de autor pe teren arată că culoarea roșie a acestor roci este cea primară iar datele experimentale obținute indică o corelație foarte strînsă între colorarea rocilor și mărimea J_n anume : cu cît culoarea roșie este mai închisă cu atît J_n este mai mare. Dispersia vectorilor $\vec{J}_n$ descrește cu descreșterea granulației rocii. Faptele menționate arată că granulele de culoare roșie sînt principalii factori ce contribuie la formarea lui $\vec{J}_n$ a rocilor studiate și sînt primare (Petrova și al, 1976).

Din punct de vedere magnetic, datele obținute privind demagnetizarea termică arată că, în cazul probelor de conglomerate și de gresii vectorul $\vec{J}_n$ practic nu variază nici ca mărime și nici ca direcție în domeniul 25—550°C (fig. 7). Acest fapt arată că, pe de o parte, hidroxizii de fier nu joacă un rol important în formarea magnetizării remanente naturale $\vec{J}_n$ și pe de altă parte, acestea sînt prezente în același timp cu hematitul (Petrova și al, 1976).

Din cele prezentate mai sus considerăm că pentru rocile studiate, componenta stabilă a magnetizării $\vec{J}_n$ nu numai că are o origine chimică ci este și primară, sincronă cu formarea rocilor, adică a apărut chiar în procesul de depunere și de consolidare a depozitelor sedimentare. Granulele de hematit cu magnetizarea chimică au putut fi prezente chiar în compoziția materialului ce s-a sedimentat, adică chiar în compoziția rocilor mame sau au apărut pe cale chimică în procesul de formare a rocilor studiate sub influența directă a erupțiunilor vulcanice ce s-au produs în același timp în vecinătatea acestor roci.

4. *Poziția polului paleomagnetic în Permianul inferior și ipoteza unei deplasări orizontale (rotiri) a rocilor studiate*

Am considerat că deși componenta cea mai stabilă, rămasă după acțiunile de demagnetizare aplicate, este de origine chimică, aceasta, totuși, este componenta primară, apărută în același timp cu formarea rocilor. În afară de aceasta, constatăm că pentru toate probele studiate, magnetizarea primară $\vec{J}_n^0$ (ca și $\vec{J}_n$) are o polaritate negativă. Situația geologică a regiunii studiate arată că, polaritatea negativă a lui $\vec{J}_n$ și $\vec{J}_n^0$ este legată probabil de inversiunea cîmpului magnetizant, adică a cîmpului geomagnetic în Permianul inferior și nu de un proces de autoinversiune. Prin urmare, putem considera că direcția lui $\vec{J}_n^0$ reprezintă de asemenea direcția cîmpului geomagnetic vechi în Permianul inferior și că se pot folosi rocile studiate pentru determinarea poziției polului paleomagnetic în această epocă ca și pentru rezolvarea altor probleme geologice.

Rezultatele măsurării magnetizărilor remanente naturale $\vec{J}_n$ și ale aplicării variantelor de demagnetizare pentru ansamblul probelor de gresii roșii colectate i-au permis autorului să determine coordonatele, în sistemul vechi, ale vectorului rezultant $\vec{R}$ al acestui ansamblu (Nguyen Huu Duc, 1978). După aceste date, se poate considera că direcția medie a magnetizărilor primare ale ansamblului probelor analizate (adică direcția vectorului $\vec{R}$) este determinată de $D_0 = 297{,}5°$ și $I_0 = -20°$ valori care determină totodată direcția medie a cîmpului geomagnetic în Permianul inferior pentru regiunea Mehadia cu condiția ca rocile studiate să-și fi păstrat neschimbată poziția lor spațială în tot decursul istoriei lor geologice.

Aplicînd formulele cunoscute pentru determinarea coordonatelor geografice Φ_N, Λ_N ale polului nord geomagnetic (Hramov, Solpo, 1967) și utilizînd valorile $\varphi = 44{,}9°N$, $\lambda = 22{,}3°E$ (coordonatele geografice ale regiunii studiate), $D_0 = 297{,}5°$, $I_0 = -20°$ obținem paleolatitudinea $\varphi_m = -10{,}3°$ (adică $\varphi_m = 10{,}3°S$) iar $\Phi_N = -11°$ (adică $11°S$) și $\Lambda_N = 140°E$.

Comparînd datele privind Φ_N, Λ_N menționate mai sus cu cele corespunzătoare, obținute de alți autori (Pătrașcu și al, 1964, Hramov și al, 1974) pe baza rezultatelor cercetărilor paleomagnetice, efectuate în alte zone din România și din alte țări europene constatăm un dezacord important între ele. După Pătrașcu și al. (1964) poziția medie a polului nord permian ($P_1 + P_2$) pentru rocile sedimentare din zonele Beius, Bihor ($\varphi = 46{,}6°N$, $\lambda = 22{,}5°E$) este $\Phi_N = 36°N$ și $\Lambda_N = 160°E$. Într-o altă lucrare (1964) acești autori au găsit pentru Permianul superior (P_2) pentru zonele menționate mai sus $\Phi_N = 48°N$ și $\Lambda_N = 148°E$. După datele în

lucrarea lui Hramov și al (1974), coordonatele Φ_N, Λ_N în Permianul inferior (adică în aceeași epocă la care se referă rocile studiate de noi) pentru alte țări din Europa (Anglia, Scoția, Franța, RFG, Polonia, Norvegia, Cehoslovacia) sînt în limitele 36—47°N și respectiv 157—190°E.

Dacă datele autorilor menționați mai sus sînt suficient de precise și dacă în general, rocile studiate de ei nu au fost supuse nici unei deplasări în decursul istoriei geologice ulterioare, abaterea datelor obținute de noi pentru Mehadia de la autori ne obligă să presupunem că rocile sedimentare permiene inferioare din regiunea Mehadia au suferit, după formarea lor cutări sau alte mișcări tectonice puternice în afară de o cădere puternică (40—60°) s-au și rotit în jurul unei axe verticale în sensul orar cu unghiul $\beta \approx 80—85°$. În această ipoteză, poziția mai corectă a polului nord în Permianul inferior pentru regiunea Mehadia este determinată de $\Phi_N \approx 42—45°N$ și $\Lambda_N \approx 147—152°C$, aceste valori arată o concordanță bună cu cele obținute atît în alte zone din România cît și în alte țări din Europa (fig. 11).

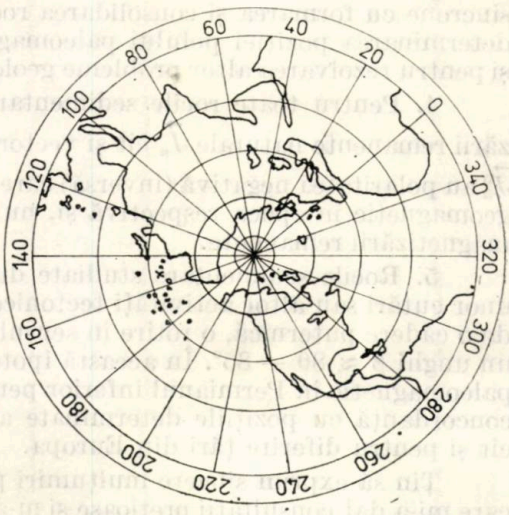


Fig. 11 — Poziția polului nord geomagnetic în Permianul inferior pe baza datelor paleomagnetice: date ale altor autori; date din lucrarea de față

Trebuie să ținem seama că, coordonatele Φ_N, Λ_N obținute de Pătrașcu și al în zonele Beiuș, Bihor reprezintă valori medii (Pătrașcu și al, 1964). În realitate, pentru diferite poziții, coordonatele Φ_N, Λ_N reprezintă valori foarte diferite. Această abatere, după autorii de mai sus, este cauzată de rotiri ale maselor de roci studiate pentru că ele apar în pinze de șariaj. Valorile medii Φ_N, Λ_N în cazul zonelor Beiuș, Bihor s-au obținut pe baza ipotezei că rocile din diferite puncte de colectare a probelor s-au rotit în sensuri diferite. Prin urmare, ipoteza prezentată în lucrarea de față referitor la o rotire posibilă (în sensul orar) a rocilor studiate din bazinul Mehadia nu numai că este conformă cu datele geologice existente pentru această regiune ci și indică, încă o dată, existența unor fenomene tectonice puternice care au avut loc în trecutul geologic (în cazul studiat ulterior Permianul inferior) în Carpații Meridionali.

CONCLUZII

1. Mineralul feromagnetic principal, aflat în roci sedimentare permiene de culoare roşie din bazinul Mehadia este hematitul cu o granulaţie foarte mică. În afară de hematit, mai poate exista o cantitate mică de hidroxizi de fier. Diferenţa în conţinutul şi granulaţia mineralelor feromagnetice menţionate mai sus la probele studiate este cauza diferenţei în valorile parametrilor magnetici ai acestora.

2. Componenta stabilă a magnetizării remanente naturale $\vec{J}_n$ a rocilor studiate are o origine chimică şi este cea primară, sincronă formării rocilor. Componenta secundară principală a magnetizării $\vec{J}_n$ este cea vîscoasă $\vec{J}_{rv}$. În afară de aceasta mai poate exista magnetizarea izotermică $\vec{J}_r$ sau magnetizarea dinamică $\vec{J}_{rd}$.

3. Cu toate că rocile studiate au o „stabilitate paleomagnetică" nu prea ridicată, datorită stabilităţii foarte ridicate a componentei primare a magnetizării $\vec{J}_n$ în comparaţie cu componentele secundare şi apariţiei sincrone cu formarea şi consolidarea rocilor acestea pot fi utilizate pentru determinarea poziţiei polului paleomagnetic în epoca corespunzătoare ca şi pentru rezolvarea altor probleme geologice prin cercetări paleomagnetice.

4. Pentru toate rocile sedimentare studiate, atît vectorul magnetizării remanente naturale $\vec{J}_n$ cît şi vectorul magnetizării remanente primare $\vec{J}_n^0$ au polaritatea negativă (inversă) care este legată de inversiunea cîmpului geomagnetic în epoca respectivă şi, nu de un proces de autoinversiune a magnetizării remanente.

5. Rocile sedimentare studiate din bazinul Mehadia au fost supuse unor cutări sau altor activităţi tectonice care au avut ca rezultat, în afară de o cădere puternică, o rotire în sensul orar în jurul unei axe verticale cu un unghi $\beta \approx 80 - 85°$. În această ipoteză, poziţia calculată a polului nord paleomagnetic în Permianul inferior pentru regiunea Mehadia este în bună concordanţă cu poziţiile determinate atît pentru alte zone din România cît şi pentru diferite ţări din Europa.

Ţin să exprim sincere mulţumiri prof. dr. doc. Liviu Constantinescu care mi-a dat consultaţii preţioase şi m-a stimulat să public această lucrare.

Primit la redacţie la 5 ianuarie 1977.

BIBLIOGRAFIE

DORTMAN N. B. şi al (1976), *Proprietăţile fizice ale rocilor şi zăcămintelor utile*. Ed. Nedra, Moscva (în l. rusă).

HRAMOV A. N., L. E. SOLPO (1967), *Paleomagnetismul. Principii, metode şi aplicaţii geologice ale Paleomagnetologiei*. Ed. Nedra, Leningrad (în l. rusă).

HRAMOV A. N. şi al (1974), *Paleomagnetismul paleozoic*. Ed. „Nedra", Leningrad (în l. rusă).

ILIESCU O. (1963), *Contribuţii la cunoaşterea depozitelor permiene şi liasice de la Mehadia (regiunea Banat)*. Congr. Geol. Carpato-Balcanice, Bucureşti, 1961, Com. St. Vol. **III**, *1*, Bucureşti.

Iliescu O., A. Radu, V. Pavnotescu, G. Voicu (1971), *Raport geologic. Sinteza lucrărilor de cercetare geologică pentru cărbune brun în bazinele Caransebeș—Mehadia și Bozovici.* Arh. C.S.G., București.

Nagata T. (1961), *Rock Magnetism.* Rev. Ed., Maruzen Co., Tokyo.

Nguyen Huu Duc (1978), *Studiul magnetic și paleomagnetic al unor roci din regiunea Mehadia—Plugova—Iablanița (Banat).* Teză de doctorat. Univ. București.

Pătrașcu St., Al. Costa Foru, Ec. Apostol (1964),*Cercetări paleomagnetice asupra unor roci de vîrstă paleozoică din R.P.R.* St. cerc. geol., geof., geogr., Geofizică, **2**, 75—81.

Pătrașcu St., Al. Costa Foru, Ec. Apostol (1964), *Recherches paléomagnétiques sur les roches d'âge Paléozoïque en Roumanie.* Rev. roum. géol., géophys. et géogr., géophysique, **8**, 103—119.

Petrova G. N. și al (1976), *Deriva continentelor.* Ed. Nauka, Moscva (în l. rusă).

Solpo L. E., B. M. Ianovski (1968), *Cercetarea magnetizării remanente a rocilor.* Ed. Univ. Leningrad, Leningrad (în l. rusă).

Solpo L. E. (1977), *Folosirea magnetismului rocilor pentru rezolvarea problemelor geologice.*Ed. Nedra, Leningrad (în l. rusă).

PALAEOMAGNETIC STUDY OF RED SEDIMENTS OF PERMIAN AGE FROM THE MEHADIA BASIN (BANAT, ROMANIA)

(ABSTRACT)

It is shown that the red sediments of Permian age from the Mehadia Basin present a not very high magnetic stability and a remanent magnetization of chemical origin. Nevertheless, due to the very high stability of the chemical magnetization and to the fact that it occurred simultaneously with the formation of the corresponding rocks, these may be used in palaeomagnetic research. Within the framework of the hypothesis of a possible clockwise rotation of the rock masses with an angle of 80° to 85° as a consequence of folding or tectonic activity, the position of the palaeomagnetic pole during the Lower Permian as determined in Mehadia is in good agreement with that determined in other zones in Romania as well as in different countries in Europe.

UNELE APLICAȚII ALE TEORIEI DISTRIBUȚIILOR LA REPREZENTAREA SEMNALELOR ȘI A SISTEMELOR LINIARE

DE

VIRGIL BARDAN

I.P.G.G.H., str. Coralilor nr. 20, București

INTRODUCERE

Teoria distribuțiilor reprezintă un instrument matematic puternic în soluționarea unor clase largi de probleme din fizică și tehnică. Într-adevăr, în modelarea matematică a fenomenelor fizice și în rezolvarea problemelor la limită corespunzătoare, pot apărea dificultăți, datorită condițiilor suplimentare impuse uneori chiar de limitele de aplicabilitate ale instrumentului matematic folosit; în general aceste condiții pot să nu fie necesare și să nu fie legate de fenomenul fizic considerat. Astfel, la descrierea unor procedee și rezultate din fizică și tehnică posibilitățile analizei matematice fiind limitate, cu ajutorul distribuțiilor se dau justificări și fundamentări riguroase din punct de vedere matematic, obținîndu-se forme unitare și generale.

Teoria distribuțiilor este folosită și în așa zisa disciplină a prelucrării de semnal, parte componentă a multor ramuri de tehnică cum sînt comunicațiile radio-telefonice, prospecțiunile geofizice, radarul etc.

Conceptul de distribuție, față de cel de funcție, constituie un mijloc superior de reprezentare pentru semnale și sistemele liniare deoarece unele raționamente folosesc diferite modele matematice, cum este „funcția delta", care se pot descrie corect numai ca distribuții.

De exemplu, în prospecțiunea seismică se consideră ca semnal de reflecție dorit o succesiune de impulsuri ce descrie subsolul stratificat și care se reprezintă prin

$$s(t) = \sum_{i=0}^{I} \alpha_i \, \delta(t-t_i), \tag{1}$$

unde numerele α_i și t_i sînt respectiv, amplitudinea și timpul de apariție al reflecției de la interfața „i", iar $\delta(t)$ distribuția delta.

Desigur, despre aplicații ale teoriei distribuțiilor în tehnică (și chiar la reprezentarea semnalelor și a sistemelor liniare) au apărut mai multe lucrări, din care menționăm pe cele ale lui Cristescu et al (1966), Kecs et al (1975) și Zemanian (1965).

În această lucrare se încearcă tratarea unor aplicații ale teoriei distribuțiilor la reprezentarea semnalelor și a sistemelor liniare în contextul prezentării matematice a conceptelor de bază ale prelucrării de semnal, concepte ce sînt definite disparat și nu întotdeauna riguros din punct de vedere matematic în lucrări ca cele ale lui Franks (1969), Gold et al (1969), Oppenheim et al (1975), Rabiner et al (1972), Spătaru (1966) etc.

ST. CERC. GEOL., GEOFIZ., GEOGR., GEOFIZICA, TOM. 16, P. 53–86, BUCUREȘTI, 1978

1. NOTAȚII, DEFINIȚII ȘI REZULTATE DIN TEORIA FUNCȚIILOR ȘI A DISTRIBUȚIILOR

În acest capitol se prezintă cîteva elemente de teoria funcțiilor și a distribuțiilor, rezultate ce sînt extrase din lucrări menționate la bibliografie (cele ale lui Cristescu et al (1966), Foiaș (1969 și 1977), Guiașu (1977—I), Kecs et al (1975), Nicolescu (1968), Oppenheim et al (1975) și Zemanian (1965)) și puse sub forme convenabile pentru a putea fi folosite în capitolul următor.

1.1. SPAȚII DE FUNCȚII ȘI DE ȘIRURI. SPAȚII HILBERT

Prin $L^P(R)$, cu p întreg și $1 \leqslant p < \infty$, se notează spațiul vectorial al funcțiilor complexe și măsurabile $x(t)$, definite pe axa reală R cu $|x(t)|^P$ integrabil, în care se introduce norma

$$||x(t)||_{L^P} = \left[\int_{-\infty}^{\infty} |x(t)|^P \, dt\right]^{1/P}. \tag{2}$$

Prin $x(t)$ se notează, desigur, și valoarea funcției în punctul $t \in R$. Integrarea se face în raport cu măsura Lebesgue, iar două funcții din acest spațiu sînt considerate identice dacă coincid aproape peste tot.

Spațiul $L^2(R)$ se organizează ca spațiu Hilbert cu produsul scalar

$$(x(t), y(t)) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t)\,\bar{y}(t)dt, \tag{3}$$

unde $x(t)$ și $y(t)$ sînt două funcții din acest spațiu, iar $\bar{y}(t)$ conjugata complexă a lui $y(t)$.

Prin l^P se notează spațiul vectorial al șirurilor de numere compexe

$$x = \{x_n\}_{n=-\infty}^{\infty},$$

de modul p sumabil, adică

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} |x_n|^P < \infty.$$

Prin l^2, $(p = 2)$, se notează spațiul Hilbert al șirurilor de numere complexe înzestrat cu produsul scalar

$$(x, y) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} x_n \bar{y}_n \tag{4}$$

și norma

$$||x|| = \left[\sum_{n=-\infty}^{\infty} |x_n|^2\right]^{1/2} < \infty. \tag{5}$$

Prin $L_T^2(R)$ se notează spațiul Hilbert al funcțiilor complexe măsurabile și periodice cu perioada T (T este cel mai mic număr pozitiv pentru care $x(t) = x(t + T)$) înzestrat cu produsul scalar

$$(x(t), y(t)) = \frac{1}{T}\int_{\alpha}^{\alpha+T} x(t)\bar{y}(t)\,\mathrm{d}t,\ x(t) \text{ și } y(t) \in L_T^2(R),\ \alpha \in R \tag{6}$$

și norma

$$||x(t)|| = (x(t), x(t))^{1/2} < \infty. \tag{7}$$

O mulțime completă în acest spațiu este

$$\{e_n(t)\}_{n=-\infty}^{\infty} = \{e^{jtn2\pi/T}\}_{n=-\infty}^{\infty}, \tag{8}$$

căreia îi corespunde dezvoltarea în serie Fourier

$$x(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n e_n(t), \tag{9}$$

unde coeficienții Fourier, c_n, se calculează cu formula

$$c_n = (x(t), e_n(t)) \tag{10}$$

și verifică inegalitatea lui Bessel (sau egalitatea lui Parceval cînd $N = \infty$)

$$\sum_{n=-N}^{N} |c_n|^2 \leqslant ||x(t)||^2,\ \forall N.$$

Prin $L^2(T)$ se notează spațiul Hilbert al funcțiilor complexe măsurabile și de pătrat integrabil definite pe intervalul $(-T/2, T/2)$. Desigur, formulele ce descriu proprietățile spațiului $L_T^2(R)$ sînt valabile și pentru spațiul $L^2(T)$ dacă se ia $\alpha = -T/2$ și domeniul de definiție al funcțiilor $e_n(t)$ este considerat numai intervalul $(-T/2, T/2)$.

1.2. SPAȚII DE FUNCȚII FUNDAMENTALE PENTRU DEFINIREA DISTRIBUȚIILOR

Prin $D(K)$, unde K este un compact în R, se notează spațiul funcțiilor reale sau complexe, indefinit diferențiabile $C^\infty(R)$ și cu suportul inclus în K (suportul unei funcții $\varphi(t) \in D(K)$ este închiderea mulțimii $\{t, \varphi(t) \neq 0\}$ și se notează prin supp $\varphi(t)$) înzestrat cu structura local convexă de normele

$$||\varphi(t)||_N = \sup_{m \leqslant N} \left| \frac{d^m \varphi}{\mathrm{d}t^m} \right|, \varphi(t) \in D(K),\ N = 0, 1, 2, \ldots$$

Prin $D(\Omega)$, unde $\Omega \subset R$ este deschisă, se notează spațiul limită inductivă de spații $D(K_i)$, unde $K_1 \subset K_2 \subset \ldots$ și $\Omega = \bigcup_{i=1}^{\infty} \operatorname{Int} K_i$, topologia indusă de $D(K_i)$ nedepinzînd de șirul K_i ce exhaustează pe Ω.

Prin $E(\Omega)$, unde $\Omega \subset R$ este deschisă, se notează spațiul $C^\infty(\Omega)$, înzestrat cu structura local convexă de seminorme (chiar norme)

$$||\varphi(t)||_{K,N} = \sup_{\substack{m \leq N \\ t \in k}} \left| \frac{d^m \varphi}{dt^m} \right|, \quad \varphi(t) \in E(\Omega), \quad N = 1, 2, 3, \ldots$$

unde K sînt compacte arbitrare în Ω.

Prin $S(R)$ se notează spațiul funcțiilor $\varphi(t) \in C^\infty(R)$ cu

$$||\varphi(t)||_N = \sup \left\{ \left| t^p \frac{d^q \varphi}{dt^q} \right|; \; t \in R, p, \; q \leq N \right\} < \infty,$$

care se înzestrează cu structura local convexă dată de sistemul de norme

$$\{\|\varphi(t)\|_N\}_{N=0}^{\infty}.$$

Există incluziunile

$$D(R) \subset S(R) \subset E(R),$$

pentru care scufundările identice sînt continue. Mai mult, $D(R)$ este dens în $S(R)$ și în $E(R)$.

Există, de asemenea, incluziunea

$$S(R) \subset L^p(R)$$

și faptul că $S(R)$ este dens în $L^p(R)$.

1.3. DISTRIBUȚII : DEFINIȚII, PROPRIETĂȚI, OPERAȚII, EXEMPLE

Prin definiție o distribuție în R este un element al dualului lui $D(R)$, notat prin $D'(R)$, adică o funcțională liniară și continuă pe $D(R)$. Vom nota prin $x(t)$ o astfel de funcțională, adică

$$x(t) : \varphi(t) \to < x(t), \varphi(t) >,$$

unde $< x(t), \varphi(t) >$ reprezintă numărul (real sau complex) ce corespunde funcției $\varphi(t) \in D(R)$.

O funcțională liniară $x(t)$ este o distribuție dacă și numai dacă pentru orice șir $\varphi_i(t) \to 0$ în $D(K)$, K fiind un compact arbitrar dar fixat în R, șirul $< x(t), \varphi_i(t) > \to 0$. Menționăm faptul că în $D'(R)$, $S'(R)$ și $E'(R)$

se vor considera doar topologiile slabe $\sigma(D'(R), D(R))$, $\sigma(S'(R), S(R))$ și $\sigma(E'(R), E(R))$.

Operațiile de adunare a distribuțiilor și cele de înmulțire cu numere sînt induse de structura vectorială a lui $D(R)$.

Fie $x(t) \in D'(R)$, G reuniunea părților deschise $W \in R$ cu proprietatea că $<x(t), \varphi(t)> = 0$ pentru $\forall \varphi(t) \in D(W)$. Prin definiție suportul lui $x(t)$, notat supp $x(t)$, este $R-G$. O altă definiție ce rezultă din aceasta este : supp $x(t)$ este o mulțime închisă în R, anume cea mai mică mulțime închisă F astfel ca $<x(t), \varphi(t)> = 0$ pentru $\forall \varphi(t) \in D(R - F)$.

Funcționalele $x(t) \in S'(R)$ se pot identifica în mod natural (prin restricție) cu așa zisele distribuții temperate sau încet crescătoare ce se bucură de proprietatea

$$<x(t), \varphi(t)> \leqslant C\|\varphi(t)\|_N, \quad \varphi(t) \in D(R),$$

pentru o anumită constantă C și un anumit N.

Spațiul $E'(R)$ se poate identifica cu subspațiul distribuțiilor cu suportul compact în R.

Desigur, există și incluziunile

$$E'(R) \subset S'(R) \subset D'(R).$$

Fie $x(t)$ o funcție reală sau complexă, local integrabilă, adică absolut integrabilă pe orice mulțime compactă din R. Aplicația

$$\tilde{x}(t) : \varphi(t) \to \int_{-\infty}^{\infty} x(t)\varphi(t)\mathrm{d}t, \quad \varphi(t) \in D(R),$$

definește o distribuție numită distribuție tip funcție sau regulată. Desigur, mulțimea funcțiilor local integrabile ce coincid aproape peste tot definesc un singur element din $D'(R)$.

Ținînd seama de definiția unei distribuții tip funcție, anumite operații cu funcții se impun și la distribuții. Iată cîteva exemple :

— derivarea unei distribuții $x(t)$, $\dfrac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}$,

$$<\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}, \varphi(t)> = -<x(t), \frac{\mathrm{d}\varphi}{\mathrm{d}t}>, \quad \varphi(t) \in D(R);$$

— înmulțirea unei distribuții $x(t)$ cu o funcție $\psi(t) \in C^\infty(R)$, $\psi(t)x(t)$,

$$<\psi(t)x(t), \varphi(t)> = <x(t), \psi(t)\varphi(t)>, \quad \varphi(t) \in D(R);$$

— inversarea spațială a unei distribuții $x(t)$, $\check{x}(t)$,

$$<\check{x}(t), \varphi(t)> = <x(t), \check{\varphi}(t)>, \varphi(t) \in D(R), \quad \check{\varphi}(t) = \varphi(-t);$$

— translaţia unei distribuţii $x(t)$ cu $a \in R$, $\tau_a x(t)$,

$$< \tau_a x(t), \varphi(t) > = < x(t), \tau_{-a} \varphi(t) >, \varphi(t) \in D(R) \text{ şi } \tau_a \varphi(t) = \varphi(t - a).$$

O distribuţie importantă din punct de vedere al rolului pe care îl joacă în teoria distribuţiilor şi în aplicaţiile fizice este distribuţia delta, $\delta(t - t_i)$ care se defineşte prin

$$< \delta(t - t_i), \varphi(t) > = \varphi(t_i), \varphi(t) \in D(R), t_i \in R,$$

deci este o distribuţie cu suport compact,

$$\text{supp } \delta(t - t_i) = \{t_i\}.$$

Distribuţia $\delta(t - t_i)$ nu este o distribuţie de tip funcţie, dar există şiruri de distribuţii tip funcţie care tind către această distribuţie în sensul convergenţei din $D'(R)$. De exemplu, dacă se consideră funcţiile

$$x_n(t) = \frac{\sin[n(t - t_i)]}{\pi(t - t_i)} \tag{11}$$

sau

$$y_a(t) = \begin{cases} \dfrac{1}{2a}, a > 0, \text{ pentru } t \in [t_i - a, t_i + a] \\ 0 \text{ în rest} \end{cases} \tag{12}$$

se pot construi şirurile de distribuţii tip funcţie astfel încît

$$\lim_{n \to \infty} \tilde{x}_n(t) = \lim_{a \to 0} \tilde{y}_a(t) = \delta(t - t_i).$$

1.4. CONVOLUŢIA FUNCŢIILOR ŞI A DISTRIBUŢIILOR

Notînd prin $x(t)$ şi $h(t)$ două funcţii local integrabile pe R atunci convoluţia lor se defineşte prin

$$y(t) = x(t) * h(t) = \int_{-\infty}^{\infty} x(\tau) h(t - \tau) d\tau = \int_{-\infty}^{\infty} x(t - \tau) h(\tau) d\tau, t \in R \tag{13}$$

unde $y(t)$ poate să reprezinte o nouă funcţie, de variabilă t, local integrabilă dacă integrala (13) există. Pentru asigurarea existenţei acestei integrale ar putea să fie satisfăcută, de exemplu, una din următoarele condiţii:

a) $x(t) \in L^P(R)$ şi $h(t) \in L^1(R)$ în care caz $x(t) * h(t) \in L^P(R)$;

b) $h(t) \in L^1(R)$ şi $x(t)$ este mărginită în modul ($\forall t \in R$, $|x(t)| < \infty$)

sau invers;

c) suporturile funcțiilor $x(t)$ și $h(t)$ sînt situate pe intervalul $[0, \infty)$ (sau în general sînt mărginite în aceeași parte) în care caz convoluția va avea expresia

$$y(t) = x(t)*h(t) = \begin{cases} 0 \text{ pentru } t < 0 \\ \int_{-\infty}^{\infty} x(t-\tau)h(\tau)\,d\tau \text{ pentru } t \geqslant 0; \end{cases}$$

d) cele două funcții $x(t)$ și $y(t)$ au suportul compact.

Prin definiție convoluția a două distribuții $x(t)$ și $h(t)$ este distribuția

$$y(t) = x(t)*h(t) : \varphi(t) \begin{matrix} \nearrow \\ \searrow \end{matrix} \begin{matrix} < x(\tau), <h(t), \varphi(t+\tau) \gg \\ < h(\tau), < x(t), \varphi(t+\tau) \gg \end{matrix} \varphi(t) \in D(R), \tag{14}$$

definiție ce are sens dacă este îndeplinită una din următoarele condiții:

e) cel puțin una din cele două distribuții are suportul compact;

f) ambele distribuții au suporturile mărginite în aceeași parte.

Se poate arăta că suportul convoluției a două distribuții este cuprins în închiderea sumei suporturilor celor două distribuții.

Distribuția $\delta(t)$ joacă un rol de unitate în raport cu operația de convoluție deoarece

$$\delta(t)*h(t) = h(t), \quad h(t) \in D'(R).$$

Vom nota prin ψ un operator definit pe $D_1'(R)$, un subspațiu al lui $D'(R)$, și cu valori în $D'(R)$, adică

$$\psi : x(t) \to \psi[x(t)], \; x(t) \in D_1'(R) \text{ și } \psi[x(t)] \in D'(R).$$

Operația de convoluție definește anumite tipuri de operatori.

Într-adevăr, dacă considerăm $h(t) \in D'(R)$, operatorul $\psi = h(t)*$,

$$y(t) = \psi[x(t)] = h(t)*x(t), \; y(t) \in D'(R),$$

este definit pentru distribuțiile $x(t) \in D_1'(R)$ pentru care operația de convoluție (14) are sens și se bucură de următoarele proprietăți:

— liniaritate, adică $\forall \alpha$ și β numere reale (sau complexe)

$$\psi[\alpha x_1(t) + \beta x_2(t)] = \alpha\psi[x_1(t)] + \beta\psi[x_2(t)], \; x_1(t) \text{ și } x_2(t) \in D_1'(R);$$

— comutativitate cu un operator de translație τ_a, $a \in R$, adică

$$\psi[\tau_a x(t)] = \tau_a \psi[x(t)], \; x(t) \in D_1'(R);$$

— continuitate cel puțin ca un operator de la $E'(R)$ la $D'(R)$,adică $E'(R) \subset D'_1(R)$ și $\{\psi[x_n(t)]\}_{n=1}^{\infty}$ converge în $D'(R)$ către $\psi[x(t)]$pentru orice șir $\{x_n(t)\}_{n=1}^{\infty}$ ce converge în $E'(R)$ către $x(t)$.

Se poate demonstra și teorema

T1 : *Un operator definit pe $D'_1(R) \subset D'(R)$ și cu valori în $D'(R)$ care are cele trei proprietăți enunțate mai sus, este un operator de convoluție, adică există o distribuție unică $h(t) = \psi[\delta(t)]$ astfel încît $\psi[x(t)] = h(t)*x(t)$ cel puțin pentru toți $x(t)$ ce aparțin lui $E'(R) \subset D'_1(R)$.*

1.5. TRANSFORMATA FOURIER A FUNCȚIILOR ȘI DISTRIBUȚIILOR

Transformata Fourier a unei funcții $x(t) \in S(R)$ se definește prin

$$\widehat{x(t)} = X(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t)e^{-j\omega t}\,dt,\ \omega \in R \text{ și } x(t) \in S(R), \tag{15}$$

și este un izomorfism al lui $S(R)$ (o aplicație liniară, biunivocă și bicontinuă a lui $S(R)$ în el însuși).

Transformata Fourier definită pe $S(R)$ se prelungește prin continuitate la o transformare liniară a lui $L^2(R)$ pe $L^2(R)$ care verifică

$$\int_{-\infty}^{\infty} x(t)\bar{y}(t)dt = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} X(\omega)\bar{Y}(\omega)d\omega,\ x(t),\ y(t),\ X(\omega) \text{ și}$$

$$Y(\omega) \in L^2(R). \tag{16}$$

(teorema lui Plancherel).

Transformata Fourier a convoluției

$$y(t) = x(t)*h(t),\ x(t), y(t) \text{ și } h(t) \in L^1(R),$$

este

$$\widehat{y(t)} = \widehat{x(t)}\,\widehat{h(t)}.$$

Prin

$$x(t) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} x(\omega)e^{j\omega t}\,d\omega,\ x(t), X(\omega) = \widehat{x(t)} \in S(R) \tag{15'}$$

se definește alt operator care poartă denumirea de transformată Fourier inversă și are aceleași proprietăți ca transformata Fourier (15). Se observă și faptul că $\widehat{x(t)} = 2\pi\check{x}(t)$ pentru $x(t) \in S(R)$.

Transformata Fourier a distribuției temperate $x(t) \in S'(R)$ este prin definiție distribuția $\widehat{x(t)} = X(\omega),\ \omega \in R,$

$$\widehat{x(t)} : \varphi(t) \to \langle \widehat{x(t)}, \varphi(t)\rangle = \langle x(t), \widehat{\varphi(t)}\rangle,\ \varphi(t) \in S(R). \tag{17}$$

Pentru o distribuție cu suport compact $x(t) \in E'(R) \subset S'(R)$ transformata Fourier este funcția

$$\widehat{x(t)} = X(\omega) = <x(t), e^{-j\omega t}>, \tag{18}$$

sau mai precis distribuția tip funcție corespunzătoare acestei funcții. Un exemplu în acest sens este

$$\widehat{\delta(t - t_i)} = e^{-j\omega t_i},$$

Pentru o funcție $x(t) \in L^1(R)$ transformata Fourier este aceeași indiferent dacă $x(t)$ este considerată distribuție sau funcție.

În schimb, dacă se consideră distribuția corespunzătoare unei funcții mărginite $x(t)$,

$$\tilde{x}(t) \in S'(R),$$

transformata sa Fourier nu este întotdeauna o distribuție tip funcție. Iată două exemple:

$$e^{-j\omega t_i} = 2\pi\delta(\omega + \omega_i)$$

și

$$\widehat{\cos(\omega_i t)} = \pi[\delta(\omega + \omega_i) + \delta(\omega - \omega_i)].$$

Transformata Fourier aplică liniar și biunivoc pe $S'(R)$ în $S'(R)$. În plus, dacă $<x_i(t), \varphi(t)> \to 0$ pentru orice $\varphi(t) \in S(R)$ atunci și $<\widehat{x_i(t)}, \varphi(t)> \to 0$ pentru orice $\varphi(t) \in S(R)$. Desigur, se poate defini și transformata Fourier inversă a unei distribuții $X(\omega) \in S'(R)$ prin $x(t) = \check{X}(\omega)$ cu precizarea că $\widehat{\widehat{x(t)}} = 2\pi\check{x}(t)$, $x(t) \in S'(R)$.

Menționăm și prima parte a teoremei Paley-Wiener: *o distribuție cu suport compact are transformata Fourier o funcție întreagă.*

1.6. TRANSFORMATA LAPLACE A FUNCȚIILOR ȘI A DISTRIBUȚIILOR

Pentru o funcție reală sau complexă, $x(t)$, definită pe R cu suportul mărginit la stînga de $T \in R$ și

$$x(t)e^{-ct} \in L^1(R),\ c \in R, \tag{19}$$

se definește transformata Laplace prin

$$\mathcal{L}[x(t)] = X_L(s) = \int_T^\infty x(t)e^{-st}\,dt,\ s = \sigma + j\omega,\ \sigma \text{ și } \omega \in R, \tag{20}$$

care este absolut convergentă în semiplanul complex $\mathrm{Re}\, s = \sigma \geqslant c$. Dacă se notează prin σ_a cea mai mică valoare a lui c pentru care are loc (19),

atunci semiplanul $\mathrm{Re}s \geqslant \sigma_a$ se numește semiplanul de absolut convergență al transformatei Laplace (20).

Există, desigur, relația

$$X_L(s_c) = \widehat{x(t)\mathrm{e}^{-ct}}, \quad s_c = c + j\omega,$$

care pentru $c = 0$ (dacă $\sigma_a \leqslant 0$) arată că transformata Fourier a unei funcții poate fi luată ca un caz particular al transformatei Laplace.

Iată și două exemple:

$$\mathscr{L}[u(t)] = \frac{1}{s}, \quad \mathrm{Re}s > 0$$

și

$$\mathscr{L}\left[\frac{1}{k!}\, t^k\, e^{\alpha t}\, u(t)\right] = \frac{1}{(s-\alpha)^{k+1}}, \quad \mathrm{Re}s > \mathrm{Re}\alpha,$$

unde $u(t - t_i)$ este funcția lui Heaviside definită prin

$$u(t - t_i) = \begin{cases} 1 \text{ pentru } t \geqslant t_i \\ 0 \text{ pentru } t < t_i \end{cases}$$

De multe ori prin transformata Laplace se înțelege definiția de mai sus în cazul cînd $T = 0$, adică se consideră ca domeniu al funcțiilor $x(t)$ intervalul $[0, \infty)$.

Menționăm următoarele teoreme:

T2. *Fie $x(t)$ care pe lîngă condițiile impuse mai sus (suportul mărginit la stînga de T și (19)) are și derivata $\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}$ continuă pe intervalul deschis (a, b). Pentru fiecare $c > \sigma_a$ și pentru $t \in (a, b)$,*

$$x(t) = \mathscr{L}^{-1}[X(s)] = \frac{1}{2\pi j} \lim_{y \to \infty} \int_{c-jy}^{c+jy} X(s)\mathrm{e}^{st}\, \mathrm{d}s, \tag{21}$$

unde prin $\mathscr{L}^{-1}[X(s)]$ s-a notat transformata Laplace inversă a lui $X_L(s)$.

Dacă $\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}$ îndeplinește și condiția (19) atunci

$$\mathscr{L}\left[\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}\right] = s\,\mathscr{L}[x(t)];$$

T3. *Fie $X_L(s)$ o funcție analitică pentru semiplanul $\mathrm{Re}s \geqslant a$ care satisface*

$$|X_L(s)| \leqslant \left|\frac{c}{s^2}\right|,$$

c fiind o constantă. Dacă integrala (21) *este luată pe o verticală în semiplanul* $\mathrm{Re}s \geqslant a$ *atunci* $\mathscr{L}^{-1}[X_L(s)] = x(t)$ *există și este o funcție continuă pentru toți* t. *Mai mult,* $x(t) = 0$ *pentru* $t < 0$ *și* $\mathscr{L}[x(t)] = X_L(s)$ *cel puțin pentru* $\mathrm{Re}s > a$.

Dacă $x(t)$ este o funcție a cărei transformată Laplace este absolut convergentă pentru $\mathrm{Re}s > \sigma_a$ atunci

$$\mathscr{L}[x(t-\tau)] = \mathrm{e}^{-s\tau}\,\mathscr{L}[x(t)],\ \mathrm{Re}s > \sigma_a,\ \tau > 0.$$

Pentru o distribuție $x(t)$ cu suportul mărginit la stînga de T astfel încît

$$\mathrm{e}^{-ct}\,x(t) \in S'(R),\ c \in R,$$

transformata Laplace se definește prin

$$\mathscr{L}[x(t)] = X_L(s) = \langle x(t), \mathrm{e}^{-st}\rangle,\ \mathrm{Re}s > c. \tag{22}$$

Fie σ_1 cel mai mic c pentru care $\mathrm{e}^{-\sigma_1 t}x(t) \in S'(R)$. Semiplanul $\mathrm{Re}s > \sigma_1$ constituie domeniul de convergență al transformatei Laplace (22).

Cînd $\widetilde{x(t)}$ este o distribuție de tip funcție atunci $\sigma_1 \leqslant \sigma_a$, unde σ_1 este abscisa de convergență a transformatei Laplace a distribuției $\widetilde{x(t)}$, iar σ_a este abscisa de absolut convergență a transformatei Laplace a funcției $x t()$. Totuși, dacă $x(t) \in L^1(R)$ atunci $\sigma_1 = \sigma_a$.

Iată încă două teoreme :

T4. *Fie* $X_L(s)$ *o funcție analitică în semiplanul* $\mathrm{Re}s > c$ *și mărginită de un polinom în* $|s|$, $|X_L(s)| \leqslant P(|s|)$, $\mathrm{Re}s \geqslant c \geqslant 0$.

În acest caz $X_L(s)$ reprezintă transformata Laplace a unei distribuții $x(t)$ de suport $\geqslant 0$ (condiția este necesară și suficientă) ;

T5. *Fie* $x(t)$ *și* $h(t)$ *două distribuții din* $D'(R)$ *transformabile Laplace*

$$\mathscr{L}[x(t)] = X_L(s) \qquad \textit{pentru}\ \mathrm{Re}s > \sigma_x$$

și

$$\mathscr{L}[h(t)] = H_L(s) \qquad \textit{pentru}\ \mathrm{Re}s > \sigma_h.$$

Atunci și $x(t) * h(t)$ *este o distribuție din* $D'(R)$ *transformabilă Laplace și*

$$\mathscr{L}[x(t) * h(t)] = X_L(s) \cdot H_L(s).$$

În mod asemănător se poate defini și transformata Laplace a funcțiilor și distribuțiilor de suport mărginit la dreapta sau de suport nemărginit (o funcție, sau o distribuție, de suport nemărginit poate fi considerată ca o sumă de două funcții : una cu suportul mărginit la stînga, cealaltă cu suportul mărginit la dreapta).

Desigur, o distribuţie $x(t) \in E'(R)$ este întotdeauna transformabilă Laplace şi

$$\mathcal{L}[x(t)] = X_L(s) = < x(t), e^{-st} > .$$

De exemplu

$$\mathcal{L}[\delta(t - t_i] = e^{-t_i s}.$$

1.7. TRANSFORMATA z ŞI CONVOLUŢIA ŞIRURILOR DE NUMERE

Transformata z a unui şir de numere reale sau complexe, $x = \{x_n\}_{n=-\infty}^{\infty}$, se defineşte prin

$$X(z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} x_n z^{-n}, \tag{23}$$

unde z este o variabilă complexă.

Cînd nu se iau în consideraţie termenii x_n cu $n < 0$, sau pentru şirurile ce au aceşti termeni nuli, se defineşte transformata z cu o parte

$$X(z) = \sum_{n=0}^{\infty} x_n z^{-n}. \tag{24}$$

Dacă pentru definiţia (23) se utilizează denumirea de transformată z atunci pentru (24) se foloseşte denumirea de transformată z cu două părţi.

În multe aplicaţii transformata z poate fi privită ca o serie formală cu anumite proprietăţi algebrice, fără să intereseze suma ei. Totuşi, dacă se impun anumite condiţii de convergenţă seria (23), sau (24), poate fi o serie Laurent ai cărei coeficienţi se determină cu formula

$$x_n = \frac{1}{2\pi j} \oint_{\Gamma} X(z) z^{n-1} dz \tag{25}$$

unde Γ este un contur închis din regiunea de convergenţă a seriei ce închide şi originea. Prin această formulă se defineşte, de fapt, transformata z inversă.

Unii autori definesc transformata z a şirului x prin

$$X(z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} x_n z^n, \tag{26}$$

care se obţine din (23) cu transformarea inversă, $\frac{1}{z}$, ce transformă interiorul cercului unitate în exteriorul aceluiaşi cerc şi invers.

Convoluția a două șiruri de numere x și h, $y = x*h$ se definește prin

$$y_n = \sum_{n=-\infty}^{\infty} x_m h_{n-m} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} x_{n-m} h_m$$ (dacă suma există) și are proprietățile : (27)

a) dacă $x \in l^P$ și $h \in l^1$ atunci $y \in l^P$;

b) dacă x este mărginit și $h \in l^1$ atunci și y este mărginit ;

și

c) $Y(z) = X(z)H(z)$, unde prin $Y(z)$, $X(z)$ și $H(z)$ s-a notat, respectiv transformatele z ale lui y, x și h.

1.8. TRANSFORMATA FOURIER ȘI TRANSFORMATA FOURIER DISCRETĂ A ȘIRURILOR DE NUMERE

Evaluarea transformatei z (23) pe cercul unitate din planul z

$$X_d(e^{j\theta}) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} x_n e^{-jn\theta}, \quad -\pi \leqslant \theta < \pi,$$ 28)

poartă denumirea de transformată Fourier a șirului x (desigur, în cazul cînd această serie este convergentă). Acum (25) devine

$$x_n = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} X_d(e^{j\theta}) e^{jn\theta} d\theta$$ (29)

și poartă denumirea de transformata Fourier inversă a șirului x.

Transformata Fourier discretă a unui șir x, care în afara termenilor $x_0, x_1, \ldots, x_{N-1}$ îi are pe toți ceilalți nuli, este șirul de N termeni $X_0, X_1, \ldots$ $\ldots, X_{N-1}$ ce se determină cu formula

$$X_k = \sum_{n=0}^{N-1} x_n e^{-j2\pi nk/N}, \quad k = 0, 1, \ldots, N-1.$$ (30)

Operația de determinare a transformatei Fourier discrete (cu formula (30)) se numește transformare Fourier discretă, iar cea realizată cu formula

$$x_k = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} X_n e^{j2\pi nk/N}, \quad k = 0,1, \ldots, N-1,$$ (31)

(din transformata discretă $X_0, X_1, \ldots, X_{N-1}$ se obține șirul inițial x_0, x_1 $\ldots, x_{N-1}$) poartă denumirea de transformare Fourier discretă inversă.

Cînd N se poate descompune în factori există algoritmi ce micșorează numărul de operații aritmetice pentru realizarea transformărilor Fourier

discrete (directă şi inversă). Aceşti algoritmi se întîlnesc sub denumirea de transformate Fourier rapide (Fast Fourier Transforms — FFT). Unul dintre aceştia este cel pentru care $N = 2^m$(algoritmul lui Cooley — Tukey).

2. REPREZENTAREA SEMNALELOR ŞI A SISTEMELOR LINIARE

2.1. TERMINOLOGIE INTRODUCTIVĂ

În general, prin semnal sau formă de undă se înţelege variaţia unei mărimi fizice cu unul sau mai mulţi parametri. Această variaţie poate fi transmisă, transformată sau înregistrată cu scopul de a pune în evidenţă, sub o anumită formă sau un anumit loc, informaţii despre obiectele, mecanismele sau fenomenele fizice ce au contribuit iniţial la producerea ei.

Precizările de bidimensional sau multidimensional se fac pentru semnale ce depind de doi sau mai mulţi parametri, dar cele mai răspîndite sînt semnalele ce depind de un singur parametru, care în mod normal este timpul.

Semnalele analogice, sau continue în timp, sînt semnalele reprezentate matematic prin funcţii reale definite pe întreaga axă a timpului sau pe un interval de pe această axă.

Semnalele discrete în timp sînt semnalele reprezentate matematic prin funcţii reale definite pe mulţimi de forma $\{nT\}_{n=-\infty}^{\infty}$ (şiruri de numere reale). Pentru un astfel de semnal se foloseşte şi denumirea de date eşantionate cînd este obţinut prin eşantionarea unui semnal continuu în timp cu pasul de eşantionare T.

Prin semnal într-un sens mai restrîns se înţelege componenta utilă dintr-o formă de undă, în timp ce pentru componenta neutilă, perturbatoare, se utilizează denumirea de zgomot.

Sistemele sînt dispozitive ce transformă semnalele în vederea transmisiunii informaţiei la distanţă, eliminării influenţei canalului de transmisie, îmbunătăţirii raportului semnal/zgomot, înregistrării semnalelor sub forme convenabile, etc. Din punct de vedere matematic un sistem se caracterizează printr-un operator definit şi cu valori pe spaţii de funcţii ce reprezintă mulţimi de semnale (mulţimea semnalelor de intrare şi respectiv a celor de ieşire).

Sistemele liniare (reprezentate prin operatori liniari) joacă un rol important în problemele de prelucrare a semnalului. Acest lucru se datorează faptului că aceste sisteme pot fi studiate cu un aparat matematic relativ simplu, şi din cauză că o clasă mare de sisteme utilizate în aplicaţii pot fi aproximate prin sisteme liniare.

Termenul numeric sau digital este folosit în discuţiile despre realizarea efectivă a transformărilor de semnale discrete cînd se ia în consideraţie efectul de cuantizare al amplitudinilor datorită faptului că la reprezentarea acestor amplitudini se folosesc cuvinte de calculator de lungime finită.

Semnalele sînt reprezentate şi în domeniul frecvenţă (cu ajutorul transformatelor Fourier şi Laplace), sau prin sume de semnale mai simple, cu scopul de a li se scoate în evidenţă anumite proprietăţi şi a se uşura studiul transmiterii lor prin sisteme (desigur, reprezentarea în domeniul frecvenţă se impune în acelaşi timp şi pentru sisteme).

2.2.. REPREZENTAREA SEMNALELOR CONTINUE ÎN TIMP

2.2.1. Clasificarea semnalelor. În problemele de analiză de semnal mai des se întîlnesc următoarele mulțimi de semnale definite pe întreaga axă a timpului (vezi Franks, (1969)):

a) semnalele de energie finită

$$S_E = \left\{ x(t);\ \text{funcții reale și măsurabile cu } E_x = \int_{-\infty}^{\infty} |x(t)|^2 \mathrm{d}t < \infty \right\};$$

b) semnalele mărginite în amplitudine

$S_M = \{x(t);$ funcții reale și măsurabile cu $|x(t)| < \infty$ pentru orice $t \in [-\infty, \infty]\};$ (33)

c) semnalele periodice de perioadă T

$S_p(T) = \{x(t);$ funcții reale, măsurabile și de pătrat local integrabil cu $x(t + T) = x(t),\ T > 0\};$ (34)

d) semnalele limitate bandă W

$$S_B(W) = \left\{ x(t);\ \text{funcții reale și măsurabile cu } X(\omega) = \right.$$

$$\left. = \int_{-\infty}^{\infty} x(t)\, \mathrm{e}^{-j\omega t}\, \mathrm{d}t = 0 \text{ pentru } \frac{|\omega|}{2\pi} = |f| > W > 0 \right\}; \tag{35}$$

și

e) semnalele de durată finită T

$S_D(T) = \{x(t);$ funcții reale și măsurabile cu $x(t) = 0$ pentru $|t| > T \geqslant 0\}.$ (36)

2.2.2. Semnalele de energie finită. Desigur, mulțimea S_E poate fi considerată ca o submulțime a spațiului $L^2(R)$.

Transformata Fourier a unui astfel de semnal $X(\omega) = \hat{x}(t)$ poartă denumirea de spectrul semnalului (sau densitatea spectrală a semnalului), care se poate pune sub forma

$$X(\omega) = \mathrm{Re}[X(\omega)] + j\, \mathrm{Im}[X(\omega)],$$

sau

$$X(\omega) = |X(\omega)| \mathrm{e}^{jF(\omega)},$$

unde

$$F(\omega) = \mathrm{arctg} \left\{ \frac{\mathrm{Im}[X(\omega)]}{\mathrm{Re}[X(\omega)]} \right\}.$$

$X(\omega)$ se numește spectrul (sau densitatea spectrală) de amplitudine al semnalului $x(t)$, iar $F(\omega)$ spectrul (sau densitatea spectrală) de fază al semnalului $x(t)$.

Energia semnalului $x(t)$, E_x, se poate exprima și în funcție de spectrul (densitatea spectrală) de energie $|X(\omega)^2|$ (vezi formula (16) pusă sub forma

$$E_x = \int_{-\infty}^{\infty} x^2(t)\mathrm{d}t = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |X(\omega)|^2\, \mathrm{d}\omega,$$

care justifică denumirea de densitate spectrală în locul celei de spectru).

La studiul semnalelor și trecerii lor prin sisteme se obțin raționamente utile luînd în considerație semnalele fictive reprezentate cu ajutorul distribuțiilor de tip delta.

Un semnal fictiv

$$\alpha_i \delta(t - t_i) \tag{37}$$

se poate interpreta fizic ca un semnal reprezentat de o funcție într-un șir reprezentativ delta (de exemplu (12)) a cărei energie este α_i^2 și concentrată în jurul punctului t_i în așa fel încît două semnale nu se suprapun oricît de apropiați sînt timpii t_i ce le caracterizează.

Semnalul reprezentat prin $\delta(t)$ se numește impulsul unitar (sau impulsul Dirac).

Într-o reprezentare unitară se poate spune că semnalele de energie finită sînt reprezentate prin spațiul de distribuții

$$\widetilde{S_E} \cup \Delta,$$

unde cu $\widetilde{S_E}$ s-a notat spațiul distribuțiilor tip funcție corespunzător lui S_E, iar prin Δ mulțimea distribuțiilor de tip (37).

O dificultate ce apare în această reprezentare constă în aceea că transformata Fourier a unui semnal de tip (37) deși este distribuția tip funcție $\alpha_i e^{j\omega t_i}$, $\alpha_i e^{j\omega t_i} \notin L^2(R)$.

De aceea pentru calculul energiei unui semnal de forma

$$x(t) + \sum_{i=1}^{I} \alpha_i \delta(t - t_i)$$

se poate folosi formula

$$E_x = \int_{-\infty}^{\infty} x^2(t)\mathrm{d}t + \sum_{i=1}^{I} \alpha_i^2 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |X(\omega)|^2 \,\mathrm{d}\omega + \sum_{i=1}^{I} \alpha_i^2 .$$

2.2.3. Semnalele mărginite în amplitudine. Aceste semnale sînt reprezentate de funcții reale mărginite în amplitudine (modul). Sînt rare cazurile cînd semnalele au valori infinite (din punct de vedere fizic nu este posibil). Totuși, uneori se fac raționamente cu semnale ce tind să ia valori infinite în anumite puncte de pe axa timpului (printre care trebuie incluse și $\pm\infty$) din care cauză $S_E \not\subset S_M$.

Spectrul unui semnal $x(t) \in S_M$ și $x(t) \notin S_E$, numit și semnal întreținut, se poate defini considerînd transformata Fourier a distribuției

$$X(\omega) = \widehat{\widetilde{x(t)}}.$$

Spectrul (sau densitatea spectrală) unui semnal întreținut $x(t)$ se poate defini și în domeniul frecvențelor complexe $s = \sigma + j\omega$ prin transformata Laplace $X_L(s) = \mathscr{L}[x(t)]$ (pentru valorile lui s pentru care $\mathscr{L}[x(t)]$

este convergentă). Dacă se consideră că semnalul $x(t)$ are suportul mărginit la stînga problema convergenței lui $\mathcal{L}[x(t)]$ este asigurată. De exemplu, pentru semnalul treaptă unitate $u(t)$ (funcția lui Heaviside) transformata $\mathcal{L}[u(t)]$ este convergentă cînd $\mathrm{Re}\, s > 0$.

2.2.4. Semnalele periodice de perioadă T. Cu precizarea că T este cel mai mic număr pozitiv pentru care are loc (34), $S_p(T)$ poate fi considerată o submulțime a spațiului $L^2_T(R)$.

Luînd dezvoltarea în serie Fourier (9) un semnal $x(t) \in S_p(T)$ se poate reprezenta ca o sumă de componente de forma

$$x_n(t) = c_n e^{jn\omega_T t}, \quad \omega_T = \frac{2\pi}{T},$$

semnale cu transformata Fourier

$$\widehat{x_n(t)} = X_n(\omega) = 2\pi c_n \delta(\omega - n\omega_T),$$

deci cu spectrul (sau densitatea spectrală) concentrat în punctele $\{n\omega_T\}$ de pe axa frecvenței (spectrul de amplitudine este $|c_n|$ iar cel de fază

$$F_n = \operatorname{arctg}\left\{\frac{\mathrm{Im}[c_n]}{\mathrm{Re}[c_n]}\right\}\Big).$$

Semnalele $x(t) \in S_p(T)$ fiind funcții reale dezvoltarea în serie Fourier poate fi pusă sub forma

$$x(t) = c_0 + 2\sum_{n=1}^{\infty} |c_n| \cos(n\omega_T t + F_n),$$

deci un astfel de semnal se reprezintă și printr-o sumă de semnale sinusoidale

$$2|c_n| \cos(n\omega_T t + F_n).$$

Spectrul unei astfel de componente este

$$2\pi[c_n \delta(\omega - n\omega_T) + c_{-n}\delta(\omega + n\omega_T)],$$

deci concentrat în punctele $n\omega_T$ și $-n\omega_T$ de pe axa frecvenței. Aici se observă destul de clar modul de introducere al frecvențelor negative $-n\omega_T$ pentru care se pot da și interpretări fizice (vezi Kecs et al (1975)).

2.2.5 Semnalele limitate bandă W. Din definiția (35) vom mai considera și faptul că semnalul $x(t)$ este un semnal de energie finită. În acest caz, transformata Fourier inversă se scrie

$$x(t) = \frac{1}{2\pi}\int_{-2\pi W}^{2\pi W} X(\omega)\, e^{j\omega t}\, d\omega. \tag{38}$$

Considerînd t fix și funcția complexă de variabilă ω, $e^{j\omega t}$, pentru $e^{j\omega t}$, ca element al spațiului Hilbert $L^2(4\pi W)$, față de baza $\{e^{jn\omega/2W}\}_{n=-\infty}^{\infty}$, există dezvoltarea în serie Fourier

$$e^{j\omega t} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n(t)\, e^{jn\omega/(2W)}, \tag{39}$$

unde

$$c_n(t) = \frac{1}{4\pi W} \int_{-2\pi W}^{2\pi W} e^{j\omega t}\, e^{-j\omega t/(2W)}\, d\omega = \frac{\sin\pi(2Wt-n)}{\pi(2Wt-n).}$$

Convergența absolută a lui (39) fiind asigurată pentru orice $\omega \in (-2\pi W, 2\pi W)$ înlocuind pe (39) în (38) și integrînd fiecare termen al seriei se obține

$$x(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} x\left(\frac{n}{2W}\right) \frac{\sin\pi(2Wt-n)}{\pi(2Wt-n)} \tag{40}$$

pentru orice t.

Transformata Fourier a lui $c_n(t)$ este

$$\widehat{c_n(t)} = \int_{-\infty}^{\infty} c_n(t)\, e^{-j\omega t}\, dt = \begin{cases} \dfrac{1}{2W} e^{-j\omega n/2W} \text{ pentru } |\omega| \leqslant 2\pi W \\ 0 \text{ pentru } |\omega| > 2\pi W. \end{cases}$$

(pentru calculul acestei integrale vezi Șabac (1965, pag. 201)).

Conform teoremei lui Plancherel

$$\int_{-\infty}^{\infty} c_n(t) c_m(t)\, dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-2\pi W}^{2\pi W} \widehat{c_n(t)}\, \widehat{c_m(t)}\, d\omega = \begin{cases} \dfrac{1}{2W} \text{ pentru } n = m \\ 0 \text{ pentru } n \neq m, \end{cases}$$

care împreună cu (40) ne permite să obținem pentru calculul energiei unui semnal $x(t) \in S_B(\omega) \subset S_E$ formula

$$E_x = \int_{-\infty}^{\infty} x^2(t)\, dt = \frac{1}{2W} \sum_{n=-\infty}^{\infty} x^2(n/2W).$$

Baza $\{c_n(t)\}_{n=-\infty}^{\infty}$ din subspațiul Hilbert $S_B(W)$ are o mare importanță practică deoarece coeficienții Fourier corespunzători au o interpretare simplă : valorile funcției în punctele periodic distribuite la intervalul de $\frac{1}{2W}$. Se observă că și transformataFourier $\widehat{x(t)}$ are aceiași coeficienți

Fourier, în afara factorului $\frac{1}{2W}$, pentru dezvoltarea în serie

$$\widehat{x(t)} = X(\omega) = \frac{1}{2W} \sum_{n=-\infty}^{\infty} x(n/2W)\, e^{-j\omega n/2W}.$$

Și un semnal întreținut (mărginit în amplitudine dar de energie infinită) poate fi considerat un semnal limitat bandă W dacă suportul transformatei sale Fourier (suportul spectrului său) este inclus în intervalul $[-2\pi W, 2\pi W]$.

Dacă notăm cu $x(t)$ un astfel de semnal, cum transformata sa Fourier este distribuția cu suport compact $\widehat{x(t)} = X(\omega)$, pentru transformata Fourier inversă există exprimarea

$$x(t) = \frac{1}{2\pi} < X(\omega),\ e^{j\omega t} >. \tag{41}$$

Sîntem tentați să includem în (41) pe $e^{j\omega t}$ cu dezvoltarea (39) pentru a obține și în acest caz (40). Dar acest lucru nu este posibil deoarece dezvoltarea (39) este valabilă în spațiul $L^2(4\pi W)$ și nu în $C^\infty(\Omega)$ cu $\Omega = (-2\pi W, 2\pi W)$.

Deci un semnal întreținut și limitat bandă W nu poate fi reprezentat prin suma de componente (40), deși de multe ori se ia de bună această reprezentare. De aceea este mai bine de a se considera proprietatea limitat bandă W numai pentru semnalele de energie finită.

Conform teoremei Paley-Wiener un semnal limitat bandă W nu are puncte de discontinuitate și deci nu există problema : ce valoare să luăm pentru $x(nT)$ dacă nT este un punct de discontinuitate al semnalului $x(t)$. De asemenea un semnal limitat bandă W nu poate să se anuleze pe un interval de pe axa timpului, deci nu poate fi în același timp și un semnal de durată finită.

2.2.6. Semnale de durată finită. Un semnal de durată finită îl vom considera și de energie finită, deci se poate reprezenta printr-o funcție reală din spațiul Hilbert $L^2(T)$ cu dezvoltarea în serie Fourier (9).

Interesantă este reprezentarea unui astfel de semnal în domeniul frecvență, spectrul său avînd transformata Fourier inversă cu suportul compact (se poate obține o exprimare de forma (40)), de unde rezultă și formula de calcul a energiei

$$E_x = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} |X(\omega)|^2\, d\omega = \frac{1}{T} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left| X\left(\frac{2\pi}{T}\right)\right|^2.$$

Desigur, nici un semnal de durată finită nu poate fi în același timp și un semnal limitat de bandă.

2.3. REPREZENTAREA SISTEMELOR ANALOGICE ȘI LINIARE

2.3.1. Sistemele de tip convoluție. Dacă se consideră faptul că semnalele sînt reprezentate prin distribuții atunci un sistem se caracteri-

zează matematic printr-un operator ψ definit pe $D'_1(R) \subset D'(R)$ și cu valori în $D'(R)$.

Pentru a descrie mai ușor acești operatori vom lua în considerație clase de sisteme cu anumite proprietăți cum sînt cele enunțate mai jos :

a) Liniaritatea unui sistem (operatorul ψ este liniar) arată că :

— răspunsul sistemului cînd la intrare se aplică o sumă de semnale este suma răspunderilor sistemului la semnalele aplicate separat ; și

— dacă la intrare semnalul devine de λ ori mai mare și la ieșire semnalul va deveni de λ ori mai mare ;

b) Continuitatea unui sistem se manifestă prin aceea că sistemul răspunde aproape în același mod la două semnale de intrare care sînt aproape aceleași. Să precizăm ce se înțelege prin „aproape aceleași". Deoarece convergența are loc în spațiul $D'(R)$ vom lua în considerație vecinătățile originii din $D'(R)$. Spunem atunci că două distribuții sînt considerate aproape aceleași cînd diferența lor apare într-o vecinătate suficient de mică din $D'(R)$. Subliniem faptul că această proprietate este esențială. Fără ea, aproximările inevitabile ce apar atunci cînd idealizăm un sistem fizic, ar produce erori mari.

c) Invarianța în timp sau staționaritatea unui sistem (operatorul ψ este permutabil cu un operator de translație) arată că structura și valorile parametrilor săi rămîn ficși cu timpul, adică nu are nici o importanță momentul cînd se va aplica semnalul la intrare deoarece sistemul răspunde întotdeauna în același mod.

Aceste trei proprietăți (sau mai precis proprietățile unor sisteme ce pot fi idealizate prin aceste trei proprietăți) apar foarte des împreună în sistemele fizice. De altfel, satisfacerea acestor proprietăți este o condiție necesară și suficientă pentru ca operatorul ψ ce reprezintă un astfel de sistem să fie un operator de convoluție (vezi teorema de la 1.4).

Distribuția (funcția) ce caracterizează un astfel de sistem se numește distribuție (funcție) pondere sau răspunsul sistemului la impulsul unitate $\delta(t)$ $[h(t) = \psi[\delta(t)]$.

Dacă semnalele de intrare $x(t)$ și distribuția pondere $h(t)$ sînt transformabile Laplace atunci și semnalele de ieșire $y(t)$ sînt transformabile Laplace și

$$Y_L(s) = H_L(s)X_L(s)$$

unde $H_L(s)$ poartă denumirea de funcție de sistem sau funcția de transfer a sistemului.

În cazul cînd funcția de transfer $H_L(s) = \mathcal{L}[h(t)]$ este convergentă pe axa imaginară $s = j\omega$ (sau distribuția pondere $h(t)$ este transformabilă Fourier și $\widehat{h(t)}$ este o funcție) atunci putem avea

$$\widehat{h(t)} = H(\omega) = H_L(j\omega) = |H_L(j\omega)|\, e^{jF(\omega)}$$

unde $|H(\omega)|$ este răspunsul de amplitudine (sau caracteristica amplitudine-frecvență) al sistemului, iar $F(\omega)$ răspunsul de fază (sau caracteristica fază-frecvență) al sistemului.

Filtrele ideale de trecere sînt sistemele pentru care $|H(\omega)|$ are valoarea 1 în intervalul de trecere $(-\omega_2, -\omega_1) \cup (\omega_1, \omega_2)$, $\omega_2 \geqslant \omega_1 \geqslant 0$ și zero în rest (filtrul ideal se numește trece jos cînd $\omega_1 = 0$, trece sus cînd $\omega_2 = \infty$, „notch" sau de rejecție a frecvenței ω_r cînd $\omega_r = \omega_1 = \omega_2$ și trece bandă în mod obișnuit).

2.3.2. Sistemele cauzale. O altă proprietate fundamentală a sistemelor este cauzalitatea (efectul nu precede cauza), care se poate defini riguros în cazul reprezentării semnalelor prin distribuții.

Fie $x_1(t)$ și $x_2(t)$ două distribuții din domeniul de definiție al operatorului ψ, iar $y_1(t) = \psi[x_1(t)]$ și $y_2(t) = \psi[x_2(t)]$. Sistemul reprezentat de operatorul ψ este cauzal dacă condiția $x_1(t) = x_2(t)$ în deschisul $t < t_0$ (în sensul definiției distribuțiilor) implică $y_1(t) = y_2(t)$ în același deschis $t < t_0$ pentru orice $t_0 \in R$. Deci, răspunsul $y(t)$ al sistemului în intervalul $-\infty < t < t_0$ depinde numai de forma lui $x(t)$ pe intervalul $-\infty < t < t_0$, adică $x(t)$ îl cauzează pe $y(t)$ (vezi Zemanian (1965)).

Se poate da și teorema : condiția necesară și suficientă pentru ca un operator de tip convoluție, $\psi = h(t)*$, să reprezinte un sistem cauzal este ca distribuția pondere $h(t)$ să fie zero în deschisul $t < 0$.

Necesitatea rezultă din faptul că $h(t) = \psi[\delta(t)]$ și $\delta(t) = 0$ pentru $t < 0$. Pentru suficiență se presupune că $h(t) = 0$ în $t < 0$, $y(t) = \psi[x(t)]$ și $\varphi(t) \in D(R)$. Cum

$$< y(t), \varphi(t) > = < h(t) * x(t), \varphi(t) \rangle = < h(\tau), < x(t), \varphi(t + \tau) \gg$$

rezultă că $< y(t), \varphi(t) >$ este zero în $t < t_0$ dacă $x(t) = 0$ în $t < t_0$. Fie $x_1(t) = x_2(t)$ în $t < t_0$. ψ fiind liniar se poate scrie

$$y_1(t) = \psi[x_1(t)], \; y_2(t) = \psi[x_2(t)],$$

$$y_1(t) - y_2(t) = \psi[x_1(t) - x_2(t)] = 0 \text{ în } t < t_0.$$

ceea ce arată că ψ este cauzal.

Conform teoremei T4 de la 1.6 o condiție necesară și suficientă pentru cauzalitatea unui sistem de tip convoluție este ca funcție de transfer $H_L(s)$ să fie analitică pentru $\mathrm{Re}\, s \geqslant c$ (c o constantă) și $|H_L(s)| \leqslant P(|s|)$, unde $P(|s|)$ este un polinom în $|s|$.

2.3.3. Sistemele stabile și fizic realizabile. Din punct de vedere fizic un sistem stabil se caracterizează prin aceea că răspunsul său la un semnal de intrare de energie finită sau mărginit în amplitudine este un semnal de aceeași natură (respectiv de energie finită sau mărginit în amplitudine).

O condiție suficientă pentru stabilitatea unui sistem de tip convoluție este ca distribuția sa pondere

$$h(t) \in \widetilde{L^1(R)} \cup \Delta \tag{42}$$

unde prin $\widetilde{L^1(R)}$ s-a notat spațiul distribuțiilor tip funcție corespunzător lui $L^1(R)$ (vezi condițiile a, b și e de la 1.4).

O distribuție pondere $\alpha_i \delta(t - t_i)$ caracterizează un sistem stabil deoarece la trecerea printr-un astfel de sistem un semnal este numai întîrziat cu t_i și multiplicat cu α_i.

Un sistem stabil și cauzal se numește fizic realizabil, deci un sistem de tip convoluție este fizic realizabil dacă distribuția sa pondere îndeplinește condiția (42) și se anulează în $t < 0$. În domeniul frecvență, o condiție suficientă pentru fizic realizabilitatea unui sistem este ca funcția sa de transfer $H_L(s)$ să fie analitică în semiplanul $\operatorname{Re} s \geqslant 0$ și $|H_L(s)| < \left|\frac{c}{s^2}\right|$, unde c este o constantă, sau să fie de forma $\alpha_i e^{-t_i s}$, $t_i \geqslant 0$ (vezi cele de la 1.6).

Desigur, un operator liniar și mărginit definit pe spațiul $L^2(R)$ sau pe S_M, este continuu față de topologia din spațiile respective, continuitate ce nu este implicată de cea din spațiul $D'(R)$, dar are în schimb o interpretare fizică mai simplă.

2.3.4. Funcțiile de transfer de forma unui polinom rațional în s. O clasă foarte largă de sisteme de tip convoluție, ce sînt utilizate în diferite aplicații, este reprezentată de funcțiile de transfer de forma

$$H_L(s) = \frac{A_m(s)}{B_n(s)} = \frac{a_m s^m + a_{m-1} s^{m-1} + \ldots + a_1 s + a_0}{s^n + b_{n-1} s^{n-1} + \ldots + b_1 s + b_0}, \tag{43}$$

unde $a_i, b_i \in R$, deci dacă $H_L(s)$ are un pol (sau un zero) complex atunci conjugatul complex al acestuia este pol (sau zero) pentru $H_L(s)$.

O primă condiție de fizic realizabilitate pentru sistemul reprezentat de funcția de transfer (43) este ca $m \leqslant n$, deoarece în caz contrar descompunerea în fracții parțiale a lui $H_L(s)$ ar conține și termeni de forma

$$c_k s^k, \; c_k \in R, \; k \geqslant 1$$

ce arată că sistemul este instabil (de exemplu, spectrul $X_L(j\omega) \in L^2(R)$, ce reprezintă un semnal de energie finită, după trecerea prin sistem devine $[c_k(j\omega)^k + H'_L(j\omega)]X_L(j\omega)$ ceea ce ne face să spunem cu nu mai reprezintă întotdeauna un sistem stabil).

Luînd $m \leqslant n$ o condiție necesară și suficientă pentru ca (43) să reprezinte un sistem fizic realizabil este ca polii săi (zerourile lui $B_n(s)$) să se găsească în semiplanul $\operatorname{Re} s < 0$. Într-adevăr, în acest caz (43) se poate pune sub forma

$$H_L(s) = a_m + \sum_{\mu=1}^{q} \sum_{\nu=1}^{k_\mu} \frac{q_{\mu\nu}}{(s - p_\mu)^\nu} \tag{44}$$

unde $\sum_{\mu=1}^{q} k_\mu = n$, p_μ sînt polii lui $H_L(s)$, iar k_μ ordinul de multiplicitate al polului p_μ.

Acum transformata Laplace inversă a lui (44) se poate scrie

$$h(t) = \mathscr{L}^{-1}[H_L(s)] = a_m \delta(t) + \sum_{\mu=1}^{q} \sum_{\nu=1}^{k_\mu} \frac{q_{\mu\nu}}{(\nu - 1)!} t^{\nu-1} e^{p_\mu t} u(t), \tag{45}$$

unde prin $u(t)$ s-a notat funcția lui Heaviside.

Dacă $m < n$ funcția delta nu mai apare în (45) și $h(t)$ este o funcție continuă pentru $0 < t < \infty$, iar dacă $m \leqslant n - 2$, $h(t)$ este continuă și pentru $t = 0$ (vezi Zemanian (1965, pag. 239)).

Polii p_μ fiind în perechi conjugați se poate arăta ușor că funcția pondere (45) corespunzătoare lui (44) este reală.

Din punct de vedere practic prezintă interes funcțiile de transfer de forma (43), care reprezintă sisteme fizic realizabile ce aproximează filtre ideale de trecere. Ca exemplu se poate considera filtrul trece jos de tip Butterworth pentru care

$$H_L(s) = \frac{s_1 s_2 \ldots s_n}{(s - s_1)(s - s_2)\ldots(s - s_n)} \tag{46}$$

unde $s_1, s_2, \ldots, s_n$ sînt zerourile ecuației

$$s^{2n} + \omega_c^{2n} = 0$$

cu $\operatorname{Re} s_i < 0$ iar ω_c frecvența de tăiere a filtrului.

În figura 1 se reprezintă grafic caracteristica amplitudine-frecvență a filtrului Butterworth pentru $n = 1,2,4$ și 8.

2.3.5. Sistemele de întîrziere (fază) minimă. Un sistem de tip convoluție, fizic realizabil, cu funcția de transfer (43) ce nu are zerouri în domeniul $\operatorname{Re} s > 0$ se zice că este de întîrziere sau fază minimă.

Pentru a discuta puțin despre această proprietate vom considera funcția de transfer (43) pusă sub forma

$$H_L^0(s) = \frac{a_m \prod_{k=1}^{m} (s - z_k)}{\prod_{k=1}^{n} (s - p_k)} \tag{47}$$

cu $\operatorname{Re} z_k < 0$ (bineînțeles $m < n$ și $\operatorname{Re} p_k < 0$).

Dacă unul sau mai multe zerouri ale funcției de transfer $H_L^0(s)$,

$$z_k = \operatorname{Re} z_k + j \operatorname{Im} z_k,$$

sînt înlocuite prin

$$z_k' = -\operatorname{Re} z_k + j \operatorname{Im} z_k = -\bar{z}_k,$$

se obține $H_L'(s)$ cu proprietatea

$$|H_L'(j\omega)| = |H_L^0(j\omega)|$$

(desigur, dacă se înlocuiește z_k prin z_k' trebuie înlocuit și $\bar{z}_k$ prin $\bar{z}_k'$ pentru ca și coeficienții lui $H_L'(s)$ să fie reali).

Considerînd că $H_L(s)$ s-a obținut din $H_L^0(s)$ înlocuind perechea de zerouri z_k și $\bar{z}_k$ prin perechea z_k' și $\bar{z}_k'$ se poate scrie

$$H_L^0(j\omega) = |H_L^0(j\omega)|\, e^{jF_0(\omega)}$$

și

$$H_L(j\omega) = |H_L(j\omega)|\, e^{jF(\omega)},$$

unde între caracteristicile fază-frecvență $F_0(\omega)$ și $F(\omega)$ există relația

$$F(\omega) = 2\pi + F_0(\omega) \text{ pentru } \omega > \max\{\mathrm{Im} z_k, \mathrm{Im}\bar{z}_k\},$$

(vezi figura 2).

Acest fapt justifică denumirea de fază minimă pentru $H_L^0(s)$ în raport cu toate $H_L'(s)$ care au aceeași caracteristică amplitudine-frecvență dar altă caracteristică de fază.

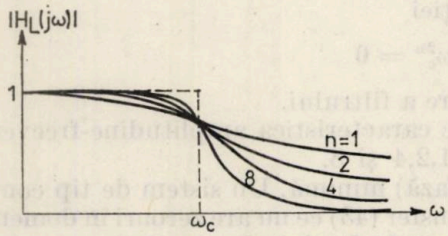


Fig. 1 — Caracteristica amplitudine-frecvență a filtrului trece jos de tip Butterworth.

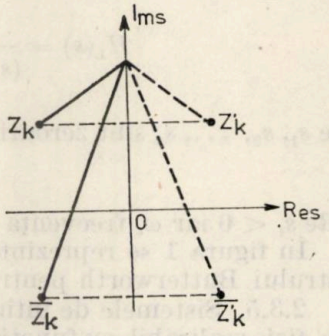


Fig. 2 — Reprezentarea zerourilor z_k, $\bar{z}_k$, z_k' și $\bar{z}_k'$ în planul complex.

Presupunem că funcția de transfer de fază minimă (47) are un zero real $z_k = -\alpha < 0$.

Fie

$$H_L^1(s) = \frac{\alpha - s}{\alpha + s} H_L^0(s), \tag{48}$$

care nu este de fază minimă deoarece în locul zeroului $z_k = -\alpha$ apare zeroul $z_k' = \alpha > 0$.

Funcției de transfer

$$\frac{\alpha - s}{\alpha + s} = -1 + \frac{2\alpha}{\alpha + s}$$

îi corespunde distribuția pondere

$$h'(t) = -\delta(t) + \overline{2\alpha\, u(t)\, e^{-\alpha t}}. \tag{49}$$

Notînd prin $h_1(t)$ și $h_0(t)$ funcțiile pondere corespunzătoare funcțiilor de transfer $H_L^1(s)$ și respectiv $H_L^0(s)$ avem

$$h_1(t) = h'(t) * h_0(t),$$

iar cu substituția (49) obținem în continuare

$$h_1(t) = -h_0(t) + 2\alpha \int_0^t h_0(t)\, e^{-\alpha(t-\tau)}\, d\tau,$$

care pentru $t = 0$ devine

$$h_1(0) = -h_0(0). \tag{50}$$

Punînd (48) sub forma

$$\alpha H_L^0(s) - \alpha H_L'(s) = sH_L^0(s) + sH_L^1(s)$$

rezultă

$$\alpha[h_0(t) - h_1(t)] = \frac{dh_0}{dt} + \frac{dh_1}{dt}. \tag{51}$$

Multiplicînd (51) prin $[h_0(t) + h_1(t)]$ și integrînd apoi între 0 și $\tau > 0$ (ținînd cont, desigur, și de (50)) se obține

$$2\alpha \int_0^\tau [h_0^2(t) - h_1^2(t)]\, dt = [h_0(\tau) + h_1(\tau)]^2,$$

care scrisă sub forma

$$\int_0^\tau h_0^2(t)\, dt \geqslant \int_0^\tau h_1^2(t)\, dt$$

(deoarece $\alpha > 0$) ne permite să justificăm denumirea de întîrziere minimă pentru sistemul reprezentat de $H_L^0(s)$ în raport cu sistemul reprezentat de $H_L^1(s)$ ambele sisteme avînd același răspuns de amplitudine $|H_L^0(j\omega)| = |H_L^1(j\omega)|$ ($h_0(t)$ și $h_1(t)$ sînt răspunsurile sistemelor la impulsul unitar $\delta(t)$, impuls ce are energia concentrată în punctul $t = 0$).

Această demonstrație poate fi refăcută și pentru z_k complex, repetată apoi succesiv pentru toate zerourile obținîndu-se

$$\int_0^\tau |h_0(t)|^2\, dt \geqslant \int_0^\tau |h_1(t)|^2\, dt \geqslant \ldots \geqslant \int_0^\tau |h_n(t)|^2\, dt, \quad \tau > 0,$$

(în acest caz nu toate $h_i(t)$ sînt funcții reale), relație ce descrie proprietatea de întîrziere minimă a sistemului $H_L^0(s)$ în raport cu toate sistemele (43) (cu $h_i(t)$ funcții reale) ce au aceeași caracteristică amplitudine-frecvență, $|H_L^0(j\omega)| = |H_L^i(j\omega)|$, dar altă caracteristică fază-frecvență.

2.4. REPREZENTAREA SEMNALELOR DISCRETE ÎN TIMP

2.4.1. Analogia continuu-discret. Introducerea definițiilor și deducerea proprietăților diferitelor reprezentări ale semnalelor discrete în

timp este făcută, în general, pe baza analogiei continuu-discret, analogie sugerată de reprezentarea unui semnal continuu în timp și limitat bandă W printr-un șir de numere.

Astfel se poate spune că un șir de numere reale $x=\{x_n\}_{n=-\infty}^{\infty}$ mărginit sau aparținînd lui l^2 reprezintă respectiv un semnal mărginit în amplitudine sau de energia finită.

Prin x_n se notează valoarea semnalului discret la timpul nT, sau valoarea eșantionului de la acest timp, iar prin T pasul sau intervalul de eșantionare.

Spectrul unui semnal discret $x \in l^2$ se poate defini cu ajutorul transformatei Fourier $X_d(e^{j\theta})$ (evaluarea transformatei z pe cercul unitate din planul z) prin

$$X\left(\frac{\theta}{T}\right) = TX_d\,(e^{j\theta})$$

și pune sub forma

$$X\left(\frac{\theta}{T}\right) = \left|X\left(\frac{\theta}{T}\right)\right| e^{jF\left(\frac{\theta}{T}\right)},$$

unde $\left|X\left(\frac{\theta}{T}\right)\right|$ este spectrul de amplitudine al semnalului, iar

$$F\left(\frac{\theta}{T}\right) = \text{arc tg}\left\{\frac{\text{Im}\,X\left(\frac{\theta}{T}\right)}{\text{Re}\,X\left(\frac{\theta}{T}\right)}\right\},$$

spectrul de fază.

În tabelul de mai jos se dau exprimările folosite pentru frecvență cu notațiile obișnuite și domeniul de variație (prin $f_s = \frac{1}{T}$ se notează așa zisa „frecvență de eșantionare").

	Legătura cu transformata z	Domeniul de variație	Observații
f în Hz	$z = e^{j2\pi fT}$	$-\frac{f_s}{2} < f \leqslant \frac{f_s}{2}$	$1\,Hz = 1$ ciclu/sec
ω în radiani/sec	$z = e^{j\omega T}$	$-\pi f_s < \omega \leqslant \pi f_s$	$\omega = 2\pi f$
$f' = \frac{f}{f_s}$	$z = e^{j2\pi f'}$	$-\frac{1}{2} < f' \leqslant \frac{1}{2}$	Se mai poate întîlni și $f'' = \frac{2f}{f_s} = 2f'$
θ în radiani/esantion	$z = e^{j\theta}$	$-\pi < \theta \leqslant \pi$	$\theta = 2\pi f'$

Luînd transformata Fourier discretă pentru N termeni consecutivi și semnificativi ai semnalului $x \in L^2$ (se presupune că termenii neglijați sînt de ordinul de mărime al erorilor de calcul) se obține, în afara factorului T, valorile spectrului în punctele

$$0,\ \Delta f,\ 2\Delta f,\ \ldots,\ (N-1)\Delta f,$$

unde

$$\Delta f = \frac{f_s}{N},$$

deci în domeniul $[0, f_s)$.

Trebuie avut în vedere faptul că punctele din domeniul $(f_s/2, f_s)$ reprezintă punctele din domeniul $(-f_s/2, 0)$ translatate cu f_s. De exemplu, valoarea spectrului în punctul $(N-1)\Delta f$ reprezintă valoarea spectrului în punctul : $(N-1)\Delta f - f_s = -\Delta f$.

Mărind numărul N se poate obține o valoare suficient de mică pentru Δf.

2.4.2. Eșantionarea semnalelor continue în timp. Aliasingul. Prin operația de eșantionare cu pasul

$$T \leqslant \frac{1}{2W} \tag{52}$$

se realizează o corespondență biunivocă între mulțimea semnalelor continue în timp $\{x(t);\ x(t) \in S_E \cap S_B(W)\}$ și cea a semnalelor discrete $\{x;\ x \in l^2\}$.

Dacă condiția (52) nu este îndeplinită, notînd prin M cel mai mic număr natural pentru care

$$\frac{M}{T} \geqslant 2W$$

formula transformatei Fourier inverse (38), pentru $t = nT$, se poate scrie

$$x(nT) = \frac{1}{2\pi}\int_{-2\pi W}^{2\pi W} X(\omega)\, e^{j\omega nT}\, d\omega =$$

$$= \frac{1}{2\pi}\int_{-\pi/T}^{\pi/T}\left[\sum_{m=-M}^{M} X\left(\omega + \frac{2\pi m}{T}\right)\right] e^{j\omega nT}\, d\omega.$$

Avînd în vedere (38) se poate considera că funcția de frecvență

$$X'(\omega) = \sum_{m=-M}^{M} X\left(\omega + \frac{2\pi m}{T}\right),\quad \frac{\pi}{T} < \omega \leqslant \frac{\pi}{T}, \tag{53}$$

egală cu zero în afara intervalului $\left(-\frac{\pi}{T}, \frac{\pi}{T}\right)$, reprezintă spectrul datelor eșantionate x, $X'(\omega) = X'\left(\frac{\theta}{T}\right) = TX_d(e^{j\theta})$, și spectrul unui semnal

continuu în timp și limitat bandă $\frac{1}{2T}$, $x'(t)$, care coincide cu $x(t)$ în punctele $t = nT$.

În acest caz semnalul $x(t)$ se zice că este subeșantionat nemaiputînd fi refăcut din datele eșantionate (desigur, prin evaluarea sumei (40) pentru orice t), care vor reprezenta un semnal continuu în timp și limitat bandă $\frac{1}{2T}$, $x'(t)$, cu spectrul $X'(\omega)$.

Acest fenomen poartă denumirea de aliasing, iar frecvențele $\frac{1}{2T} < |f| < W$, care sînt luate drept frecvențe din domeniul $\left(-\frac{1}{2T}, \frac{1}{2T}\right)$ se numesc frecvențe aliases.

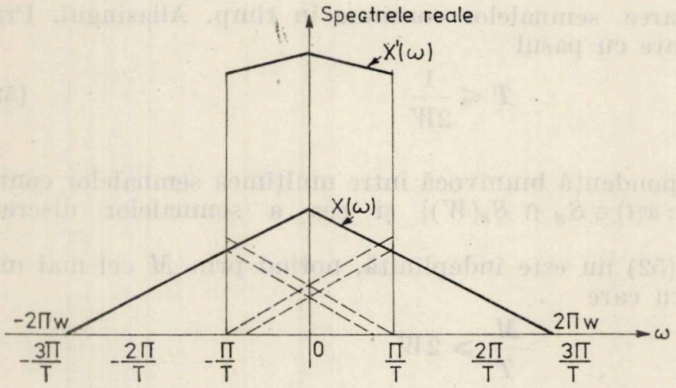


Fig. 3 — Reprezentarea grafică a spectrelor $X(\omega)$ și $X'(\omega)$.

Presupunînd că $X(\omega)$ este o funcție reală, în figura 3 se reprezintă grafic determinarea spectrului $X'(\omega)$ (spectrul semnalului discret ce rezultă prin eșantionarea semnalului limitat bandă W cu intervalul de eșantionare $T < \frac{1}{2W}$) din spectrul $X(\omega)$ (prin linie întreruptă se reprezintă translațiile din suma (53) avînd în vedere faptul că $M = 3$).

Menționăm faptul că la eșantionarea semnalelor continue în timp se întîlnesc și denumirile: frecvență Nyquist (W), interval Nyquist $\left(\frac{1}{2W}\right)$ și rată Nyquist ($2W$).

2.5. REPREZENTAREA SISTEMELOR DISCRETE ȘI LINIARE

2.5.1. **Sistemele discrete de tip convoluție.** Un sistem discret de tip convoluție se caracterizează matematic prin operația de convoluție între două șiruri de numere reale

$$y = x * h, \tag{54}$$

unde x și y reprezintă respectiv semnalul de intrare și cel corespunzător de la ieșirea sistemului, iar h funcția (șirul) pondere a sistemului.

Operația de convoluție (54) se realizează cu algoritmul (27) iar funcția pondere h se mai numește și răspunsul sistemului la impulsul unitar δ (impulsul unitar δ, sau impulsul Dirac, este semnalul discret x pentru care $x_0 = 1$ și $x_n = 0$ cînd $n \neq 0$). Ca și în cazul continuu un sistem discret de tip convoluție este liniar, staționar (sau invariant în timp) și stabil dacă $h \in l^1$.

Dacă $h_n = 0$ pentru $n < 0$ sistemul se spune că este cauzal (la calculul valorii eșantionului ieșirii de la timpul nT se folosesc valorile eșantioanelor intrării de la acest timp și de la timpi anteriori).

Luînd transformatele z, (54) se poate scrie

$$Y(z) = X(z)H(z)$$

unde $H(z)$, transformata z a funcției pondere, se numește funcția de sistem sau funcția de transfer a sistemului.

Transformata Fourier a funcției pondere h (desigur $h \in l^1$), $H_d(e^{j\theta})$, poartă numele de răspunsul în frecvență al sistemului, iar cînd este pusă sub forma

$$H_d(e^{j\theta}) = |H_d(e^{j\theta})| e^{jF\left(\frac{\theta}{T}\right)} = A\left(\frac{\theta}{T}\right) e^{jF\left(\frac{\theta}{T}\right)}$$

se utilizează denumirea de răspunsul de amplitudine (sau caracteristica amplitudine-frecvență) al sistemului pentru funcția $A\left(\frac{\theta}{T}\right)$ și răspunsul de fază (caracteristica fază-frecvență) al sistemului pentu $F\left(\frac{\theta}{T}\right)$.

Un sistem discret de tip convoluție poate fi descris și de ecuația cu diferențe de ordinul r,

$$y_n = \sum_{k=0}^{p} a_k x_{n-k} - \sum_{k=1}^{r} b_k y_{n-k} \; ; \; n = 0 \pm 1, \pm 2, \ldots, \tag{55}$$

unde valoarea eșantionului ieșirii de la timpul nT se calculează în funcție de valorile eșantioanelor intrării de la timpii nT, $(n-1)T$, ..., $(n-p)T$ și de r valori ale eșantioanelor ieșirii calculate anterior $y_{n-1}, y_{n-2}, \ldots y_{n-r}$. Din acest motiv sistemul se mai numește și recursiv.

Cu notația $b_0 = 1$ și definiția transformatei z, (55) se poate scrie

$$\sum_{k=0}^{r} b_k \sum_{n=-\infty}^{\infty} y_{n-k} z^{k-n} = \sum_{k=0}^{p} a_k \sum_{n=-\infty}^{\infty} x_{n-k} z^{n-k} ,$$

unde

$$H(z) = \frac{A_p(z)}{B_r(z)} = \frac{\sum_{n=0}^{p} a_n z^{-n}}{\sum_{n=0}^{r} b_n z^{-n}} \tag{56}$$

este funcție de transfer care dacă are polii în interiorul cercului unitate din planul z, reprezintă un sistem discret de tip convoluție, cauzal și stabil. Într-adevăr, în acest caz (56) se dezvoltă într-o serie de puteri ai cărei coeficienți $h_0, h_1, h_2, \ldots$, reprezintă o funcție pondere $h \in l^1$ (desigur, dezvoltarea în serie se poate obține cu algoritmul (55) pentru $x = \delta$).

2.5.2. Filtrele numerice (sau digitale). Printr-un filtru numeric (sau digital) se înțelege un sistem discret de tip convoluție, utilizat la prelucrări de semnal, care este studiat și din punctul de vedere al realizării numerice efective (numărul finit de operații aritmetice, lungimea finită a cuvintelor prin care se exprimă valorile eșantioanelor și valorile coeficienților filtrului) cînd este implementat fie ca un program pentru un calculator cu aplicații universale, fie ca un dispozitiv numeric într-un sistem de calcul cu aplicații speciale.

Un sistem discret de tip convoluție pentru care valorile funcției pondere h sînt zero pentru $n < n_1$ și $n > n_2$ se zice că este un filtru cu răspuns finit la impuls (RFI). Un astfel de filtru se realizează cu algoritmul

$$y_k = \sum_{n=n_1}^{n_2} h_n x_{k-n}$$

și mai poartă denumirea de filtru numeric nerecursiv.

Sistemul discret realizat prin algoritmul (55) poartă denumirea de filtru numeric recursiv sau filtru cu răspuns infinit la impuls (RII) ($n_2 = \infty$).

Un filtru numeric este cauzal cînd $n_1 \geqslant 0$. În caz contrar filtrul poate fi realizat numai cu o întîrziere prealabilă a intrării cu n_1 intervale de eșantionare, fapt ce nu are prea mare importanță în filtrarea numerică deoarece rareori se filtrează în timp real (de obicei semnalele discrete sînt înregistrate așa că la momentul nT sînt disponibile și eșantioanele intrării de la timpi posteriori lui nT).

Un filtru numeric nerecursiv și cauzal cu funcția de transfer

$$H(z) = \sum_{n=0}^{N-1} h_n z^{-n} \tag{57}$$

este de fază liniară cînd se impun anumite condiții de simetrie asupra coeficienților săi obținîndu-se un răspuns de frecvență de forma

$$H_d(e^{j\theta}) = A(\omega) e^{-j\frac{N-1}{2}\omega}, \quad -\frac{\pi}{T} < \omega < \frac{\pi}{T}, \tag{58}$$

unde $A(\omega)$ este caracteristica amplitudine-frecvență a filtrului, iar

$$F(\omega) = -\frac{N-1}{2}\omega T \tag{59}$$

caracteristica fază-frecvență (care este liniară).

Cele două cazuri pentru care se obține o caracteristică fază-frecvență de forma (59) sînt :

a) cînd $N = 2M + 1$ (filtrul are un număr impar de puncte) și $h_n = h_{N-n-1}$ pentru $n = 0, 1, \ldots, M - 1$, rezultînd

$$A(\omega) = \sum_{n=0}^{M} a_n \cos(\omega n T) \tag{60}$$

cu $a_0 = h_M$ și $a_n = 2h_{M-n}$ pentru $n = 1, 2, \ldots, M$; și

b) cînd $N = 2M$ (filtrul are un număr par de puncte) și $h_n = h_{N-n-1}$ pentru $n = 1, 2, \ldots, M$, rezultînd

$$A(\omega) = \sum_{n=1}^{M} b_n \cos[(n - 1/2)\omega T] \tag{61}$$

cu $b_n = 2h_{M-n}$ pentru $n = 1, 2, \ldots M$.

Calculul coeficienților $\{a_n\}_{n=0}^{M}$ și $\{b_n\}_{n=1}^{M}$ pentru ca aceste filtre să fie filtre de trecere (caracteristica de amplitudine $A(\omega)$ să aproximeze caracteristicile ideale de trecere din domeniul de frecvență al filtrelor numerice, $|\omega| < \frac{\pi}{T}$) este ușurat de exprimarea lui $A(\omega)$ sub forma (60) sau (61).

Caracteristica liniară fază-frecvență exprimată prin (59) permite a se trage concluzii în legătură cu întîrzierile filtrării în timp real. Astfel, în cazurile a) și b) filtrarea se realizează cu o întîrziere de respectiv M și $M + 1/2$ intervale de eșantionare (energia răspunsului la impulsul unitar este concentrată în jurul punctului MT sau respectiv $(M + 1/2)T$).

În cazul a), (57) se poate pune sub forma

$$H(z) = z^{-M} H_1(z),$$

unde $H_1(z)$ reprezintă un filtru necauzal de fază zero (are caracteristica fază-frecvență zero) cu același răspuns de amplitudine ca și $H(z)$, dar care nu poate fi realizat în timp real decît după o întîrziere a intrării cu MT.

Filtrul numeric cu funcția de transfer (57) se zice că este de întîrziere (fază) minimă dacă toate zerourile lui $H(z)$ sînt în modul mai mici decît 1.

Se poate arăta că mulțimea funcțiilor de transfer de forma (57), cu coeficienții h_k reali și $h_{N-1} \neq 0$, din care una diferă de cealaltă cel puțin prin faptul că are un zero invers, $1/z_k$, se bucură de următoarele proprietăți :

— $A(\omega)$ este același pentru orice funcție, și

— expresia

$$E = \sum_{i=0}^{n} h_i^2 ; \; n < N < 1, \tag{62}$$

este maximizată de funcția cu toate zerourile în modul mai mici decît 1 (funcția de transfer ce reprezintă un filtru de întîrziere (fază) minimă).

Ca și în cazul continuu, datorită proprietății (62) (energia răspunsului la impulsul unitar δ este întîrziată cel mai puțin de către filtrul de întîr-

ziere (fază) minimă în raport cu toate filtrele ce au funcţiile de transfer în mulţimea descrisă mai sus) denumirea de întîrziere minimă este justificată spre deosebire de cea de fază minimă pentru care nu există o interpretare fizică acceptabilă.

Desigur, proprietatea de întîrziere (fază) minimă se poate defini şi pentru un filtru numeric recursiv şi stabil cu funcţia de transfer (56) (condiţia referindu-se la zerourile lui $A_p(z)$).

Răspunsul la impulsul unitar δ al unui filtru numeric de întîrziere (fază) minimă se zice că este un semnal discret (numeric) de întîrziere (fază) minimă în raport cu răspunsurile de la toate filtrele descrise de funcţii de transfer de aceeaşi formă şi cu aceeaşi caracteristică amplitudine-frecvenţă (funcţiile de transfer diferă una de alta prin faptul că au cel puţin un zero invers).

În filtrarea numerică valorile numerice ale semnalului şi ale coeficienţilor filtrelor sînt reprezentate prin cuvinte cu un număr finit de cifre (de obicei biţi) şi memorate în regiştri care sînt, de asemenea, de lungime finită. Acest fapt conduce la apariţia unor erori ce fac ca precizia filtrării numerice să fie limitată.

Studiul efectelor lungimii finite de cuvînt în filtrarea numerică poate să aibă două aspecte şi anume :

— cînd filtrul este simulat pe un calculator cu scopuri generale, deci este dată o anumită lungime de cuvînt, interesează precizia maximă ce poate fi obţinută ; şi

— cînd filtrul este construit ca un dispozitiv numeric de sine stătător interesează lungimea minimă de cuvînt pentru obţinerea unei precizii date.

În legătură cu acest studiu menţionăm lucrările lui Claasen et al (1976), Gold et al (1969) şi Oppenheim et al (1967).

2.5.3. Echivalenţa dintre sistemele analogice şi cele discrete în timp. Între reprezentările şi proprietăţile sistemelor analogice şi ale celor discrete în timp există un paralelism care la prima vedere este sugerat de operaţia de eşantionare a semnalelor limitate bandă W (izomorfismul dintre spaţiile Hilbert $L^2(2W)$ şi l^2).

Totuşi, din punct de vedere al folosirii unor rezultate din teoria sistemelor analogice şi în cazul sistemelor discrete (în special în teoria filtrelor de trecere) o corespondenţă importantă este cea stabilită de Steiglitz (1965) care cu notaţiile obişnuite se exprimă matematic după cum urmează.

Între spaţiile Hilbert $L^2(R)$ şi l^2 există un izomorfism realizat prin transformarea

$$s = \frac{z-1}{z+1} \tag{63}$$

în felul următor

$$\mu : x(t) \to X_L(s) \to \frac{\sqrt{2}}{z+1} X_L\left(\frac{z-1}{z+1}\right) \to x, \tag{64}$$

căruia îi corespunde aplicația inversă

$$\mu^{-1}: x \to X(z) \to \frac{\sqrt{2}}{1-s} X\left(\frac{1+s}{1-s}\right) = X_L(s) \to x(t), \qquad (65)$$

unde $x \in l^2$, $x(t) \in L^2(R)$, $s = j\omega$ (cu $-\infty < \omega < \infty$) și $z = e^{j\theta}$ (cu $-\pi < \theta < \pi$).

Operatorii de tip convoluție $h(t)*$, cu $h(t) \in l^1(R)$ rămîn invarianți la acest izomorfism, adică dacă

$$y(t) = h(t)*x(t), \qquad x(t), y(t) \in L^2(R)$$

atunci

$$y = h*x, \quad x, y \in l^2,$$

unde elementelor $x(t)$ și $y(t)$ din $L^2(R)$ le corespund biunivoc respectiv elementele x și y din l^2, iar funcțiile $h(t)$ și h sînt într-o relație definită numai prin simpla înlocuire (63) în transformata Laplace $H_L(s)$,

$$\nu: h(t) \to H_L(s) \to H_L\left(\frac{z-1}{z+1}\right) \to h$$

sau prin substituția

$$z = \frac{1+s}{1-s} \qquad (66)$$

în transformata z a șirului h, $H(z)$.

De exemplu, un filtru trece jos de tip Butterworth (46) poate fi transformat într-un filtru numeric trece jos a cărei funcție de transfer $H(z)$ se obține din (46) prin substituția (63). Frecvența de tăiere a filtrului Butterworth ω_c se determină în funcție de cea a filtrului numeric ω_c' prin relația

$$\omega_c = \operatorname{tg}\left(\frac{\omega_c'}{T}\right). \qquad (67)$$

Primit la redacție la 21 aprilie 1978

BIBLIOGRAFIE

1. Bardan V., *Filtrarea numerică în seismică*, Buletin tehnico-științific I.P.G.G.H., **I**, 2, p. 5–13 (1971).
2. Claasen, T. A. C. M., Mecklenbrauke, W. F. G., and Peek, J. B., *Effects of Quantization and Overflow in Recursive Digital Filters*, IEEE Trans. on Acoust., Speech and Signal Processing, **24**, p. 517–528 (1976).
3. Cristescu R. și Marinescu Gh., *Unele aplicații ale teoriei distribuțiilor*. Editura Academiei R.S.R., București, 1966.

4. Foiaş C., *Curs de introducere în analiză funcţională* (fără editură, 1969, vezi Biblioteca facultăţii de matematică de la Universitatea Bucureşti).
5. Foiaş C., *Elemente de teoria operatorilor* (lecţii prezentate la Centrul de calcul de la I.P.G.G.H., fără editură, 1977, vezi Biblioteca I.P.G.G.H. Bucureşti).
6. Franks L. E., *Signal Theory*, Prentice-Hall, Inc. Englewood Cliffs, New Jersey, 1969.
7. Gold B. and Rader M., *Digital Processing of Signal*, Mc Graw Hill Book Company, New York, 1965.
8. Guiaşu S., *Procese stocastice* (lecţii prezentate la Centrul de calcul de la I.P.G.G.H., fără editură, 1977, vezi Biblioteca I.P.G.G.H. Bucureşti).
9. Guiaşu S., *Information Theory with Applications*, Mc. Graw-Hill, printed in Great Britain, 1977—II.
10. Kecs W., şi Teodorescu P. P., *Introducere în teoria distribuţiilor cu aplicaţii în tehnică*, Editura tehnică, Bucureşti, 1975.
11. Nicolescu M., *Funcţii reale şi elemente de topologie*, Editura didactică şi pedagogică, Bucureşti, 1968.
12. Oppenheim A. V., and Schafer R. W., *Digital Signal Processing*, Prentice-Hall, Inc. Englewood Cliffs, New Jersey, 1975.
13. Rabiner L. P., Cooley J. W. et al., *Terminology in Digital Signal Processing*, IEEE Trans. on Audio and Electroacoustics, **20**, p. 322—337 (1972).
14. Schwartz L., *Métodes mathématiques pour les sciences physiques*, Herman, Paris, 1965.
15. Spătaru Al., *Teoria transmisiunii informaţiei*, Editura tehnică, Bucureşti, 1966.
16. Steiglitz K., *The Equivalence of Analog and Digital Signal Processing*, Inform Control, **8**, p. 455—467 (1965).
17. Sabac, Gh., *Matematici speciale*. Editura tehnică şi pedagogică, vol. 2, Bucureşti,1965.
18. Shanks J. L., *Recursion Filters for Digital Processing*. Geophysics, **32**, p. 33—51 (1967).
19. Treitel S., and Robinson E. A., *The Design of High-Resolution Digital Filters*, IEEE Trans. on Geoscience Electr., **38**, p. 25—38 (1966).
20. Zemanian A. H., *Distribution Theory and Transform Analysis*, Mc Graw-Hill Book Company, New York, 1965.

QUELQUES APPLICATIONS DE LA THÉORIE DES DISTRIBUTIONS À LA REPRÉSENTATION DES SIGNAUX ET DES SYSTÈMES LINÉAIRES

(RÉSUMÉ)

Dans ce premier chapitre, on présente quelques éléments de la théorie des fonctions et des distributions, extraits de la bibliographie et exposés dans une forme convenable pour l'utilisation pratique. Dans le chapitre suivant, simultanément avec la définition des termes utilisés dans le traitement du signal, la classification des signaux et l'énoncé des principales propriétés des systèmes linéaires, on relève la nécessité d'employer la terminologie de la théorie des distributions pour la représentation des signaux et des systèmes linéaires, afin de réaliser une forme unifiée pour les concepts utilisés.

TRADUCTOR CAPACITIV MINIATURIZAT, DE MARE SENSIBILITATE, CU UTILIZĂRI ÎN APARATURA GEOFIZICĂ

RAUL DOROBANȚU și DOREL ZUGRĂVESCU

Centrul de fizica Pămîntului și seismologie, Laboratorul de geodinamică și analiză numerică, București-Măgurele

INTRODUCERE

Pe măsura creșterii pretențiilor privind sensibilitatea, stabilitatea și fiabilitatea aparaturii destinată punerii în evidență și urmăririi deplasărilor liniare foarte mici, aparatură utilizată în fizica Pămîntului [1—4], în alte domenii ale cercetării științifice [5, 6], în testarea construcțiilor masive [7], în procesele de automatizare [8] etc., pe plan mondial se impune folosirea pe scară largă a traductoarelor capacitive [2, 3, 9, 10].

Traductorul capacitiv realizat, destinat modernizării dotării stațiilor subterane pentru studiul mareelor terestre [11] cu extensometre [3] și cu o generație nouă de penduli orizontali [10, 12], este compact, de mici dimensiuni și este echipat în întregime cu piese de fabricație indigenă.

TRADUCTOR CAPACITIV MINIATURIZAT

Din schema bloc a traductorului capacitiv (fig. 1) se vede că tensiunea furnizată de un oscilator sinusoidal stabil este aplicată celor două armături fixe ale condensatorului de măsură. Semnalul, cu amplitudinea și faza dependente de poziția armăturii centrale mobile ($A \in (0, A_{max}=2V)$, $\varphi \in (0,180°)$), este preluat printr-un etaj amplificator cu impedanță de intrare ridicată și aplicat unui circuit sumator, în care se însumează cu o tensiune sinusoidală defazată cu 90° față de originea de fază.

Tensiunea defazată cu 90°, de valoare scăzută (circa 50 mV), are rolul de a menține semnalul rezultant la o valoare superioară tensiunii de zgomot de intrare a amplificatorului limitator ce precede detectorul de fază. Pentru detecția de fază se folosește ca tensiune de referință o undă dreptunghiulară obținută prin limitarea semnalului preluat de la oscilatorul sinusoidal.

În funcție de poziția armăturii centrale a condensatorului de măsură, din detectorul de fază vor rezulta trenuri de undă cu perioadă constantă, însă cu durată diferită a impulsurilor (fig. 2). Efectuînd filtrarea semnalului detectat, componenta continuă a acestuia va reproduce informația de poziție a armăturii centrale.

În schema de principiu a traductorului capacitiv, prezentată în figura 3, se distinge oscilatorul sinusoidal de mare stabilitate, echipat cu

ST. CERC. GEOL., GEOFIZ., GEOGR., GEOFIZICĂ, TOM. 16. P. 87—98, BUCUREȘTI, 1978

amplificatorul operațional IC_1 tip βA 741. Oscilatorul utilizează o punte Meacham [13], avînd într-unul din brațe un cristal de cuarț cu frecvența de rezonanță serie de 100 KHz, iar în celălalt braț un circuit de limitare

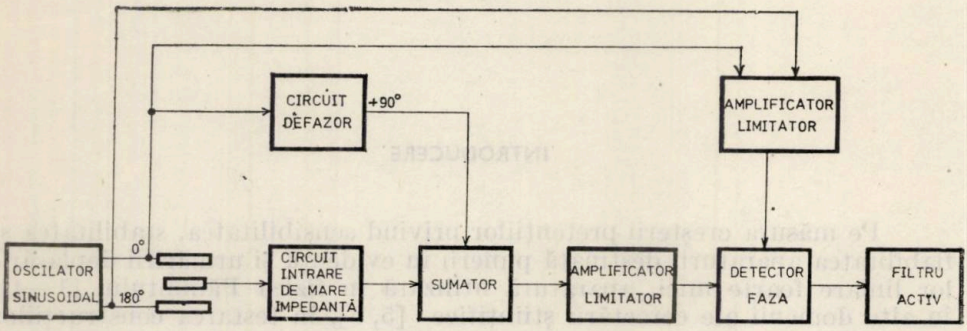


Fig. 1 — Schema bloc a traductorului capacitiv.

a amplitudinii [14, 15] utilizînd tranzistorul cu efect de cîmp T_2 tip ROS—02 (fig. 4). Tranzistorul de limitare lucrează în regiunea de saturație, comportîndu-se astfel ca o rezistență liniară comandată de tensiunea continuă furnizată de detectorul de vîrf (D_1, C_1, C_2, R_1, R_2), tensiune proporțională cu amplitudinea sinusoidei oscilatorului.

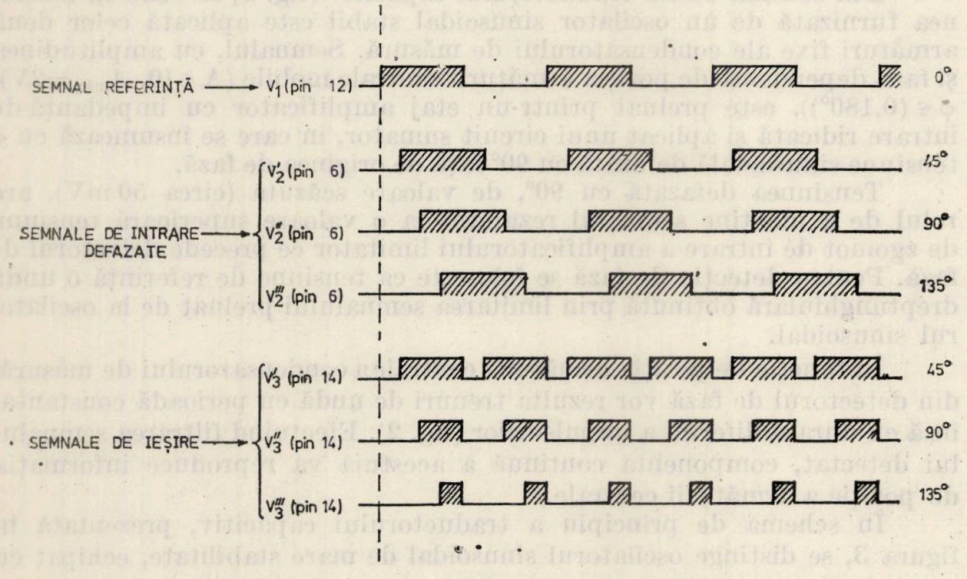
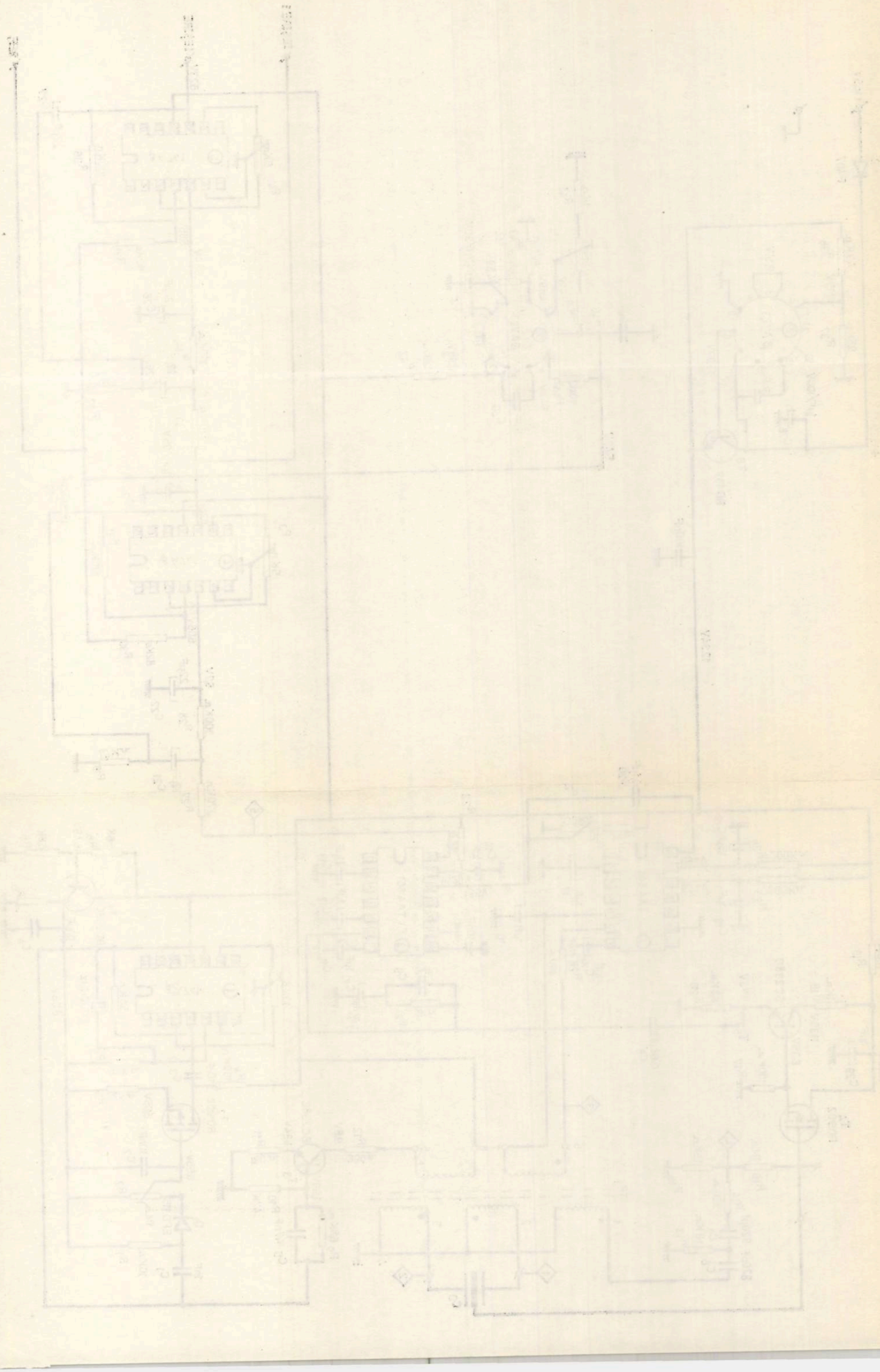


Fig. 2 — Relațiile de fază între impulsurile modulate în durată obținute din circuitul SAU EXCLUSIV NEGAT al demodulatorului de fază TAA-661.

Fig. 3 — Schema de principiu a traductorului capacitiv.



Semnalul sinusoidal furnizat de oscilator este aplicat înfășurării 5—8 a transformatorului TR_1 (construit pe un miez de ferită moale tip oală Ø 23 × 17 — Urziceni) prin intermediul circuitului amplificator,

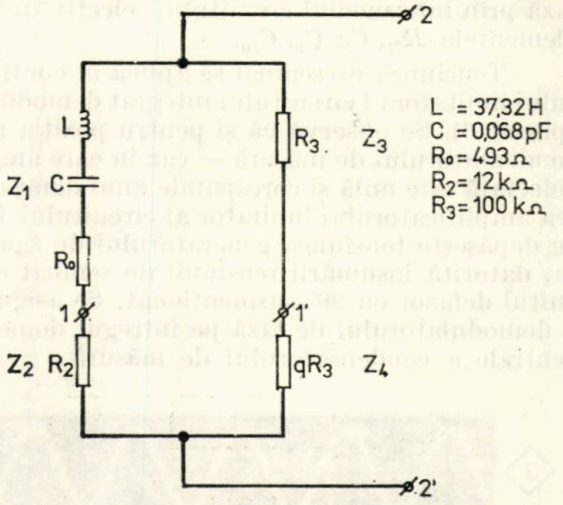


Fig. 4 — Schema echivalentă a punții oscilatorului cu cristal de cuarț utilizat în rezonanță serie.

convertor de impedanță, echipat cu tranzistorul T_3 (tip BC 107). Transformatorul are două înfășurări simetrice 2—4 și 3—4 (bobinaj bifilar) care furnizează tensiuni defazate cu 180° folosite la alimentarea armăturilor fixe ale condensatorului de măsură (fig. 5). Înfășurarea 1—4 servește la preluarea tensiunii de referință pentru defazorul cu 90° (constituit din circuitul RC cu elementele R_{13}, $R_{14} + R_{15}$, C_6, C_7). De asemenea, înfășurarea 6—7 este folosită la furnizarea tensiunii de referință pentru demodulatorul de fază.

Tensiunea electrodului mobil al condensatorului de măsură și tensiunea obținută de la circuitul de defazare cu 90° susmenționat, se însu-

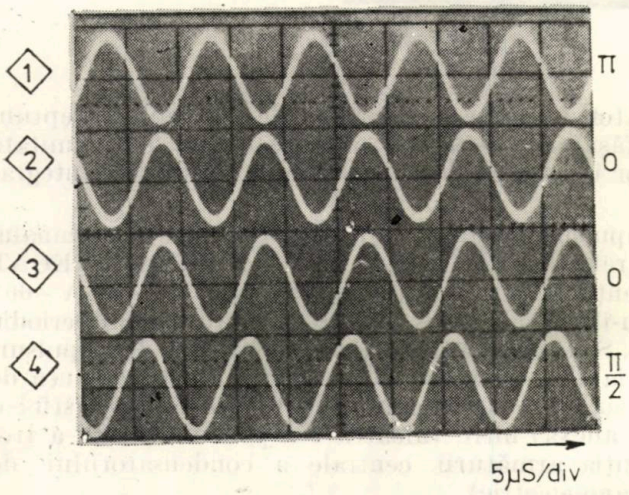


Fig. 5 — Oscilograma cu relațiile de fază ale tensiunilor de intrare ale traductorului capacitiv (v. fig. 3).

mează pe poarta tranzistorului cu efect de cîmp T_4, tip ROS-02, care lucrează în montaj repetor pe sursă. În continuare se utilizează un repetor pe emitor (tranzistorul T_5 tip BC 107) pentru atacarea detectorului de fază prin intermediul circuitului selectiv de filtrare tip RC, constituit din elementele R_{21}, C_8, C_9, C_{10}.

Tensiunea de semnal se aplică în continuare la intrarea amplificatorului limitator al circuitului integrat demodulator de fază IC_3, tip TAA-661 (pin-ul 6). Se observă că și pentru poziția mediană a armăturii mobile a condensatorului de măsură — caz în care amplitudinea tensiunii de semnal colectată este nulă și corespunde unui defazaj de 90° — tensiunea la intrarea amplificatorului limitator al circuitului integrat IC_3 va avea o valoare ce depășește tensiunea generatorului de zgomot echivalent de la intrarea sa, datorită însumării tensiunii de semnal cu tensiunea furnizată de circuitul defazor cu 90° susmenționat. Se asigură astfel funcționarea corectă a demodulatorului de fază pe întregul domeniu de deplasare a armăturii centrale a condensatorului de măsură.

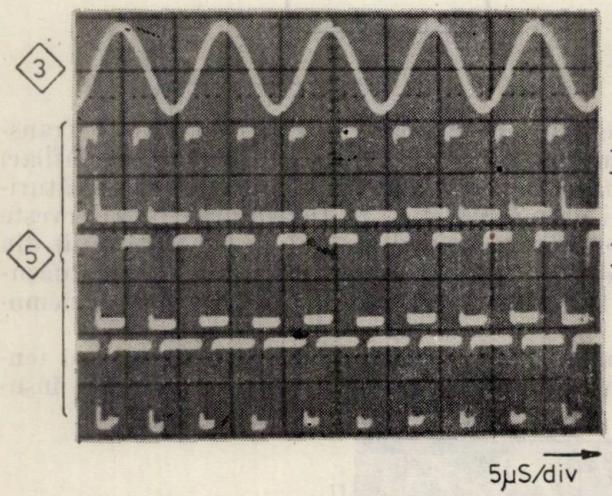


Fig. 6 — Oscilograma impulsurilor modulate în durată corespunzătoare respectiv defazajelor de $\frac{\pi}{4}$, $\frac{\pi}{2}$, $\frac{3\pi}{4}$, obținute la ieșirea demodulatorului de fază TAA-661 (v. fig. 3).

Circuitul demodulator folosește o tensiune de referință dreptunghiulară obținută din înfășurarea 6—7 a transformatorului TR_1, limitată și inversată corespunzător în partea de amplificare a circuitului integrat IC_2 tip TAA—661.

Prin compararea impulsurilor dreptunghiulare obținute din semnalul de măsurare și din cel de referință în circuitul SAU EXCLUSIV NEGAT al circuitului de coincidență al demodulatorului de fază IC_2—TAA—661 [16] (semnale aplicate pin-ilor 8, respectiv 12), rezultă un semnal periodic modulat în durată (fig. 2). Semnalul rezultat este deci un tren de impulsuri cu factor de umplere variabil, dependent de defazajul între tensiunea de referință și tensiunea rezultantă de semnal (fig. 6). Se obține astfel o dependență liniară (vezi anexa) între valoarea componentei medii a trenului de impulsuri și poziția armăturii centrale a condensatorului de măsură (traductorul mecano-electric).

Semnalul util al traductorului capacitiv se obţine prin extragerea componentei medii a trenului de undă cu factor de umplere variabil prin intermediul unui filtru trece-jos. Frecvenţa de tăiere a filtrului va fi dependentă de frecvenţa maximă a oscilaţiei mecanice măsurate. Prin utilizarea unei frecvenţe relativ ridicate a impulsurilor modulate în durată (100 KHz), se asigură un filtraj eficient chiar pentru fenomene de măsurat cu variaţie rapidă în timp (de ordinul kiloherz-ului). În general se preferă utilizarea unor filtre trece-jos de tip Bessel, care oferă avantajul introducerii unor distorsiuni minime de fază şi amplitudine.

Filtrele active trece-jos de tip Bessel, montate în cascadă, prezentate în schema de principiu, sînt echipate cu circuitele integrate IC_4 şi IC_5, tip βA-741. Elementele RC sînt astfel alese încît să nu distorsioneze faza şi amplitudinea unor fenomene foarte lente [2], cu perioadă minimă de cca 3 ore. Frecvenţa de tăiere la 3 dB este de 0,05 Hz.

Estimînd o tensiune de zgomot de ordinul $e_n = 10\ nV/\sqrt{Hz}$ pentru preamplificatorul echipat cu tranzistorul MOS-FET T_4 şi o intensitate maximă a cîmpului electric între armăturile condensatorului de măsură :

$$E = \frac{4V}{10^{-3}m} = 4.10^3 V/m \tag{1}$$

se obţine pentru rezoluţia limitată de zgomot [3] δ_n valoarea :

$$\delta_n = \frac{e_n}{E} = 2{,}5.10^{-3}\ nm/\sqrt{Hz} \tag{2}$$

Consumul de putere al montajului este de 0,85 W.

Alimentarea globală a montajului electronic şi tensiunile de referinţă pentru amplificatoarele operaţionale sînt furnizate de circuite integrate stabilizatoare de precizie (tip β A-723). Dioda D_2, montată în circuitul de alimentare, constituie o protecţie contra conectării inverse a polarităţii tensiunii generale de alimentare a montajului.

Pentru testarea traductorului [17], reglajul poziţiei armăturii centrale a condensatorului de măsură se face cu ajutorul unui sistem micrometric de mare stabilitate [3].

ANEXĂ

1. FACTORUL DE TRANSFER TENSIUNE-DEPLASARE AL TRADUCTORULUI CAPACITIV

Se consideră condensatorul traductorului capacitiv diferenţial, cu armături plane, din figura 7. Tensiunea U_0 captată de la armătura centrală mobilă a acestuia se poate determina utilizînd schema electrică echivalentă din figura 8, unde tensiunile E_D sînt preluate de la oscilatorul traductorului ($f_0 = 10^5 Hz$) prin două înfăşurări simetrice şi în opoziţie de fază, iar t.e.m. E_{G0} este tensiunea generatorului Thévenin furnizată de circuitul de

defazare cu $\frac{\pi}{2}$ (constituit cu elementele R_{13}, R_{14}, C_6, C_7) prin grupul $R_{16} = 1\text{M}\Omega$, $C_{parazit} = 10$ pF.

Folosind expresiile capacităților C_1, respectiv C_2, de forma :

$$C_1 = \frac{\varepsilon_0 S}{d - \delta}$$

$$C_2 = \frac{\varepsilon_0 S}{d + \delta} \tag{3}$$

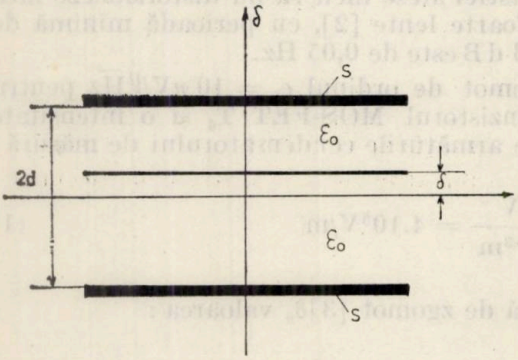


Fig. 7 — Condensatorul diferențial plan al traductorului capacitiv.

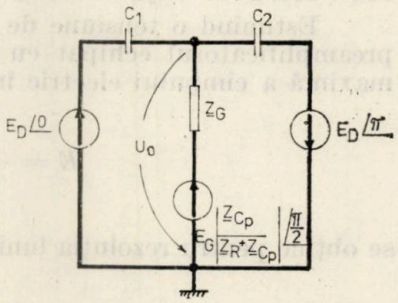


Fig. 8 — Schema echivalentă a traductorului fază-deplasare.

unde s-a notat :

$2d$ = distanța între armăturile fixe ale condensatorului traductorului ;

S = suprafața armăturilor (se poate neglija efectul marginal, întrucît $\frac{2d}{\sqrt{S}} < 0{,}04$ în cazul considerat) ;

δ = deplasarea armăturii centrale mobile față de poziția mediană a acesteia ;

și utilizînd teorema superpoziției, se obține în cele din urmă din figura 8, în operațional :

$$U_0 = \frac{1}{1 + sZ_G\,(C_1 + C_2)} \left[sZ_G (C_1 - C_2) E_D + E_{G_0} \frac{Z_G}{Z_{C_p}} \right] \tag{4}$$

Notînd :

$$C_0 = \frac{\varepsilon_0 S}{2d}$$

$$Z_0 = \frac{1}{4sC_0} \tag{5}$$

$$Z_{C_p} = \frac{1}{sC_p}$$

$$U_0 = \frac{1}{1 + \dfrac{Z_G}{Z_0\left[1 - \left(\dfrac{\delta}{d}\right)^2\right]}} \cdot \left\{ \frac{Z_G}{Z_0\left[1 - \left(\dfrac{\delta}{d}\right)^2\right]} \cdot E_D \cdot \frac{\delta}{d} + E_{G0} \frac{Z_G}{Z_{C_p}} \right\} \tag{6}$$

Transcriind în sinusoidal expresia (6), ţinînd seamă de relaţiile de fază enunţate şi utilizînd notaţiile :

$$\underline{A} = \frac{1}{1 + \dfrac{\underline{Z}_G}{\underline{Z}_0\left[1 - \left(\dfrac{\delta}{d}\right)^2\right]}}$$

$$\underline{A} = |\underline{A}| \cdot e^{j\varphi_A}$$

$$\frac{\underline{Z}_G}{\underline{Z}_0} = K_{G_0} e^{j\varphi_{G_0}} \tag{7}$$

$$\frac{\underline{Z}_G}{\underline{Z}_{C_p}} = K_{GC_p} e^{j\varphi_{GC_p}}$$

rezultă :

$$u_0(t) = |\underline{A}| \left[K_{G_0} U_D \frac{\delta d}{d^2 - \delta^2} \sin(\omega_0 t + \varphi_{G0} + \varphi_A) + K_{GC_p} U_{G0} \sin\left(\omega_0 t + \right.\right.$$

$$\left.\left. + \varphi_{GC_p} + \varphi_A + \frac{\pi}{2} \right)\right]. \tag{8}$$

Pentru prototipul realizat au fost folosite următoarele valori ale elementelor de circuit :

$$Z_G = 1\text{M}\Omega \,||\, 10\text{pf}$$

$$C_0 = 7 \text{ pF} \tag{9}$$

$$C_p = 10 \text{ pF}$$

$$f_0 = 10^5\text{Hz}$$

care conduc la următoarele valori numerice definite prin (7) :

$$\underline{A} \simeq \frac{3}{10} \Big/ \underline{-6°30'}$$

$$\frac{\underline{Z}_G}{\underline{Z}_0} \simeq -\frac{5}{2} \underline{/9°} \tag{10}$$

$$\frac{\underline{Z}_G}{\underline{Z}_{C_p}} \simeq \underline{1/9°}$$

Introducînd în relația (8) valorile din (9) și (10) și neglijînd termenii nesemnificativi, se obține :

$$\underline{U}_0 = \underline{A} e^{j\omega_0 t} e^{j\frac{\pi}{2}} \left[K_{GC_p} U_{G_0} - jK_{G_0} U_D \frac{\delta d}{d^2 - \delta^2} \right], \tag{11}$$

în care $\underline{U}_0$ este de forma :

$$\underline{U}_0 = r\, e^{j\Delta\varphi} \cdot e^{j\left(\omega_0 t + \varphi_A + \frac{\pi}{2}\right)} \tag{12}$$

Pentru a determina amplitudinea minimă a semnalului aplicat demodulatorului de fază, introducem în (11) valoarea $\delta = 0$, corespunzătoare poziției mediane a armăturii centrale a condensatorului din fig. 4. Rezultă succesiv :

$$r_{min} = |U_0|_{\delta=0}$$

$$= AK_{GC_p} U_{G_0} \tag{13}$$

care, după introducerea valorii U_{G_0} rezultată din figura 8, devine :

$$r_{\min} = AK_{GC_p} \frac{U_G}{\sqrt{1 + \omega_0^2 R_G^2 C_p^2}} \cdot \tag{14}$$

Cunoscînd experimental că valoarea :

$$r_{\min} = 50 \text{ mV} \tag{15}$$

este sensibil mai mare decît tensiunea generatorului echivalent de zgomot de la intrarea amplificatorului limitator al demodulatorului de fază

TAA-661, din (14) rezultă pentru tensiunea generatorului defazat cu $\frac{\pi}{2}$ valoarea :

$$U_G = 1\text{V} \tag{16}$$

Termenul variabil al fazei tensiunii $\underline{U}_0$, obținut din relația (11), are forma (fig. 9) :

$$\Delta\varphi = \operatorname{arctg}\left(\frac{K_{G_0}}{K_{GC_p}} \cdot \frac{U_D}{U_{G_0}} \cdot \frac{d^2}{d^2 - \delta^2} \cdot \frac{\delta}{d}\right). \tag{17}$$

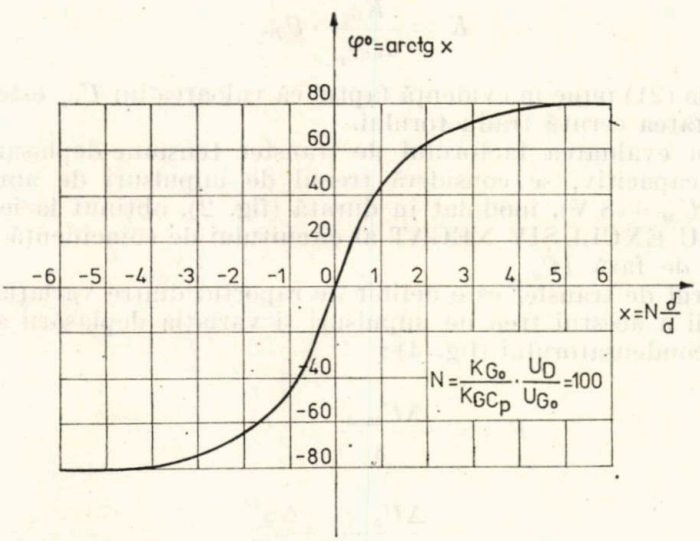


Fig. 9 — Graficul deviației de fază funcție dè deplasarea normată a armăturii centrale mobile a condensatorului traductorului capacitiv.

Ținînd seamă de relația (1) și de sensibilitatea impusă traductorului, rezultă următoarele valori numerice :

$$U_D = 2\text{V} \tag{18}$$

$$d = 1\text{ mm}$$

valori care, împreună cu mărimile fixate de (9) și (10), permit, pentru intervalul central $\delta \in \left(-\frac{\text{d}}{1000}, \frac{\text{d}}{1000}\right)$ dezvoltarea în serie de puteri a expresiei (17). Reținînd primii doi termeni ai dezvoltării, rezultă :

$$\Delta\varphi = \frac{K_{G0}}{K_{GC_p}} \cdot \frac{U_D}{U_{G0}} \cdot \frac{d^2}{d^2 - \delta^2} \cdot \frac{\delta}{d} - \frac{1}{3}\left(\frac{K_{G0}}{K_{GC_p}} \cdot \frac{U_D}{U_{G0}} \cdot \frac{d^2}{d^2 - \delta^2}\right)^3 \left(\frac{\delta}{d}\right)^3 \tag{19}$$

În domeniul pentru care s-a făcut dezvoltarea în serie $\delta \in (-1\ \mu m, 1\ \mu m)$ rezultă un factor de distorsiune (abaterea de la legea liniară):

$$K_\delta \leqslant 0{,}35\%. \tag{20}$$

În aceste condiții, reținînd termenul liniar din relația (19), se obține o expresie de forma:

$$\Delta\varphi = K \cdot \frac{1}{U_{G_0}} \cdot \frac{\delta}{d}, \tag{21}$$

unde

$$K = \frac{K_{G_0}}{K_{GC_p}} \cdot U_D.$$

Relația (21) pune în evidență faptul că valoarea lui U_{G_0} este limitată de sensibilitatea cerută traductorului.

Pentru evaluarea factorului de transfer tensiune-deplasare al traductorului capacitiv, se consideră trenul de impulsuri de amplitudine constantă ($U_M = 8$ V), modulat în durată (fig. 2), obținut la ieșirea circuitului SAU EXCLUSIV NEGAT al circuitului de coincidență al demodulatorului de fază IC_2.

Factorul de transfer este definit de raportul dintre variația componentei medii a acestui tren de impulsuri și variația deplasării armăturii centrale a condensatorului (fig. 4):

$$F_{v,\delta} = \frac{\Delta U_{med}}{\delta}$$

$$= \frac{\Delta U_{med}}{\Delta\varphi} \cdot \frac{\Delta\varphi}{\delta}. \tag{22}$$

Variația componentei medii a semnalului, în funcție de variația de fază $\Delta\varphi$, va avea expresia:

$$\Delta U_{med} = \frac{1}{T}\int_0^T u(t)\,dt$$

$$= \frac{1}{T}\int_0^{\frac{\Delta\varphi}{\pi}\cdot T} U_M \cdot dt \tag{23}$$

$$= U_M \cdot \frac{\Delta\varphi}{\pi}$$

de unde:

$$\frac{\Delta U_{med}}{\Delta\varphi} = \frac{U_M}{\pi} \tag{24}$$

Explicitînd relația (22) cu ajutorul expresiilor (21) și (23) se obține :

$$F_{v,\delta} = \frac{U_M}{\pi} \cdot \frac{K_{G_0}}{K_{GC_p}} \cdot \frac{U_D}{U_{G_0}} \cdot \frac{1}{d}, \tag{25}$$

ceea ce conduce, pentru elementele de circuit adoptate în realizarea traductorului capacitiv, la valoarea factorului de transfer :

$$F_{v,\delta} \simeq 4\text{V/mm} \tag{26}$$

CONCLUZII

Realizat într-o formă compactă, exclusiv din piese de fabricație indigenă și avînd preț de cost redus, traductorul capacitiv descris în lucrare răspunde pe deplin condițiilor cerute pentru folosirea sa pe scară largă atît în procesul de automatizare a aparaturii de înregistrare, destinată echipării stațiilor pentru studiul mareelor terestre, cît și în alte domenii ale cercetării științifice sau ale automatizării în general.

Traductorul are dimensiuni reduse (90 mm × 90 mm × 30 mm) sensibilitate mare $\left(\frac{\Delta U}{\delta} \geqslant 4\text{V/mm}\right)$ și stabilitate în timp bună, datorită utilizării unui oscilator de calitate, cu punte Meacham și cristal de cuarț. Fiabilitatea traductorului este asigurată prin utilizarea circuitelor integrate, a rezistențelor cu peliculă metalică și a condensatoarelor electrolitice cu tantal. S-a reușit de asemenea să se asigure traductorului caracteristici de o remarcabilă liniaritate (vezi anexa) pentru deplasări de ordinul μm-lui în jurul poziției centrale a armăturii mobile ($K_\delta \leqslant 0{,}35\%$).

Prin utilizarea modulației de fază și implicit a amplificatoarelor-limitatoare, s-a înlăturat modulația parazită de amplitudine, evitîndu-se astfel distorsionarea semnalului și deriva suplimentară introdusă de amplificatoarele convenționale.

Primit la redacție la 15 decembrie 1977.

BIBLIOGRAFIE

1. P. Melchior, *The Earth Tides*, Pergamon Press, New York, 1966.
2. M. Bonatz, H. Wilmes, *Zur Frage instrumenteller Phasenfehler bei der Gezeitenregistrierung mit Askania-Gravimetern BN*. Mitt, Inst. Theor. Geod. Univ. Bonn, 1975, Bonn.
3. J. Datler, *Inexpensive linear displacement transducer using a low power lock-in amplifier* Rev. Sci. Instrum., **48**, 3, March (1977).
4. I. Ovarlez, I. Crespin, G. Orive, *Un baromètre simple pour mesures dans la couche limite*, Mesures-Regulation Automatisme, Décembre 1974.
5. Bjoern E. Bjerede, *On a class of capacitively tuned transducer oscillators*, IEEE Trans. Instrum. and Measurement. **IM—18**, 4, Dec. (1969).
6. V. Braguinski, A. Manoukine, *Mesure de petites forces dans les expériences physiques*. Ed. Mir, Moscou, 1976.
7. Gh. Rusu, *Tehnica măsurătorilor în construcțiile masive*, Ed. Acad. R.S.R., 1958, București.

8. Gh. Baștiurea și al., *Comanda numerică a mașinilor unelte*. Ed. tehnică, Buc., 1976.
9. Jan-Erik Sigdell, *A principle for capacitance measurement, suitable for linear evaluation of capacitance transducers*, IEEE Trans. Instrum. and Measurement, February, 1972.
10. M. Van Ruymbeke, *Sur un pendul horizontal échipé d'un capteur de déplacement à capacité variable*, Bull. Geod. **50** (1976).
11. D. Zugrăvescu, *Stations for Eearth Tides Recordings in the Socialist Republic of Romania*, Rev. Roum. de géol., Géophys. et Géogr., **18** (1974).
12. D. Zugrăvescu, *Pendul orizontal din cuarț construit în cadrul Observatorului gravimetric Căldărușani*. St. cerc. geol., geofiz, geogr., seria geofizică, **7**, *2* (1969).
13. K. K. Clarke, D. T. Hess, *Communication circuits; analysis and design*. Addison-Wesley Publ. Comp. USA, 1971.
14. E. I. Brach. *A precision oscillator based on an operational amplifier*. Electronic Engineering, Nov., 1966.
15. T. F. Prosser, *FET's produce stable oscillators*. Electronics, 3 oct (1966).
16. A. Vătășescu și al., *Dispozitive semiconductoare. Manual de utilizare*. Ed. tehnică, Buc. 1975.
17. R. J. Levine, *Try capacitance transducers*. Electron. Design, Nr. 15, March (1966).

A MICRO CAPACITIVE TRANSDUCER, OF GREAT SENSITIVITY, FOR GEOPHYSICAL APPLICATIONS

(ABSTRACT)

The paper presents a capacitive transducer meant for modernizing the underground earth tides studying devices. The block diagram, the equivalent representation, as well as the drawings commented in the text — analytically written in the appendix — show the design features, and the oscillograms are giving the phase relations and the working principle.

The transducer built in a compact form, using only Romanian made elements, has a small size, great sensitivity, good time stability, high reliability, is not sensitive to amplitudine perturbations, and has a remarkable linearity. These characteristics allow its use for other scientific research fields, as well as for automation purposes.

DATE PRELIMINARE ŞI CONSIDERAŢII GEOLOGICE ASUPRA UNOR PARAMETRI FIZICI ÎNTÎLNIŢI LA MARE ADÎNCIME

DE

D. PARASCHIV, M. CRISTIAN

Institutul de cercetări şi proiectări pentru petrol şi gaze — Cîmpina

Activitatea de foraj desfăşurată în R. S. România, la mare adîncime, a constituit o importantă sursă de informaţii referitoare la alcătuirea geologică, dispoziţia geometrică a stratelor, proprietăţile fizice ale rocilor şi ale orizonturilor de interes şi la conţinutul în fluide a formaţiunilor traversate. Dintre informaţiile obţinute, în condiţiile unor adîncimi din ce în ce mai mari, o semnificaţie aparte capătă datele privind parametrii petrofizici, presiunile şi temperaturile înregistrate în urma forajului şi a probelor de producţie. Astfel de date vor fi prezentate, în cele din urmă, cu scopul de a se aprecia măsura în care creşterea adîncimii, respectiv procesul de compactare gravitaţională, exercită sau nu vreo influenţă asupra parametrilor şi factorilor fizici menţionaţi. Înainte de aceasta, însă, se consideră oportune cîteva precizări :

— într-o lucrare publicată cu trei ani în urmă (Paraschiv 1975) s-a arătat că, în R. S. România, categoria forajelor de mare adîncime include sondele care depăşesc 4000 m, acest plafon adoptîndu-se nu numai pentru faptul că forarea sondelor respective reclamă o dotare şi o tehnologie specială, ci şi pentru motivul că structura geologică a bazinelor de sedimentare, la adîncimi mai mari de 4000 m este, în general, foarte complicată, necesitînd o laborioasă pregătire a amplasamentelor ;

— datele şi consideraţiile din prezentul articol ţin seama de analiza complexă a cca 300 carote şi a 35 măsurători de presiune şi temperatură în regim staţionar, a căror rezultate sînt redate, în parte, în tabelul anexat ; atît analizele petrofizice cît şi măsurătorile de presiune şi temperatură au fost efectuate de către laboratoarele specializate ale Institutului de cercetări şi proiectări pentru petrol şi gaze (I.C.P.P.G.) din Cîmpina ;

— cu foarte puţine excepţii, informaţiile avute în vedere se referă la sondele săpate în cuprinsul Platformei Moesice şi a Avanfosei carpatice (fig. 1), unităţi geologice cu cel mai însemnat volum de foraj realizat la mare adîncime, ceea ce oferă posibilitatea urmăririi variaţiei pe verticală a următorilor cinci parametri şi factori fizici.

1. *Greutatea specifică* a eşantioanelor, provenind de la adîncimi mai mari de 4000 m, variază între 2,30 şi 2,87 g/cmc (a se vedea tabelul anexat). Valorile cele mai mici (2,30 —2,40 g/cmc) caracterizează gresiile silicioase ori slab calcaroase, în timp ce valorile maxime (2,80 —2,87 g/cmc) se întîlnesc la rocile carbonatice. Frecvenţa valorilor de 2,80, 2,82, 2,83, 2,84 în calcarele şi dolomitele Platformei moesice este edificatoare în această privinţă. De asemenea, edificator este faptul că de îndată ce creşte ponderea fracţiunii carbonatice, înseşi rocile grezoase devin mult mai grele. De ex.,

ST. CERC. GEOL., GEOFIZ., GEOGR., GEOFIZICĂ, TOM. 16, P. 99—111, BUCUREŞTI, 1978

la aceeași sondă, 911 Bibești, gresia sarmațiană silicioasă de la 4111 —4120 m are 2,30 g/cmc față de 2,70 g/cmc, valoare întîlnită la o adîncime mai mică (4043 —4045 m), dar la o gresie calcaroasă. O situație similară se constată și în Mezodevonianul traversat de sonda 904 Urziceni, la care, gresia sili-

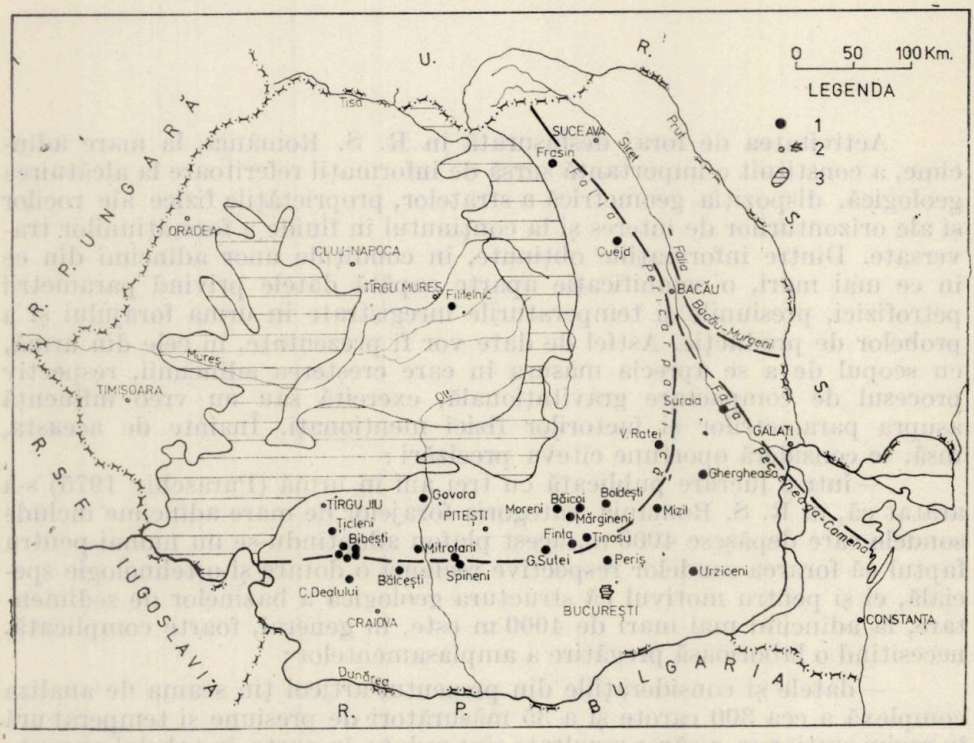


Fig. 1. Harta forajelor de mare adîncime la care s-au efectuat analize petrofizice și măsurători de presiune și temperatură :
1 — foraje de mare adîncime ; 2 — orașe, localități ; 3 — suprafața cu formațiuni cristalino-mezozoice și roci eruptive.

cioasă de la 5957,5 m are 2,66 g/cmc, iar gresia calcaroasă de la 5990 m ajunge la 2,80 g/cmc.

Greutatea specifică a rocilor variază într-o măsură oarecare și în funcție de adîncime, asociată cu vechimea formațiunii. Astfel, din tabelul anexat se observă că la adîncimea de 4111 m, gresia sarmațiană provenită de la sonda 911 Bibești are numai 2,30 g/cmc ; la 4597 m greutatea specifică a gresiei triasice de la sonda 5115 crește la 2,34 g/cmc, iar cu cca 1400 m mai jos (5957,5 m) psamitele mezodevoniene de la sonda 904 Urziceni ajung la 2,69 g/cmc.

Un efect destul de slab asupra greutății specifice a rocilor pare să fi exercitat și caracterul mișcărilor tectonice. Această concluzie se desprinde din compararea diagramelor de relație greutate specifică-adîncime întocmite, separat, pentru Platforma moesică și pentru Avanfosa carpatică (fig. 2). În această din urmă unitate, greutatea specifică a rocilor este

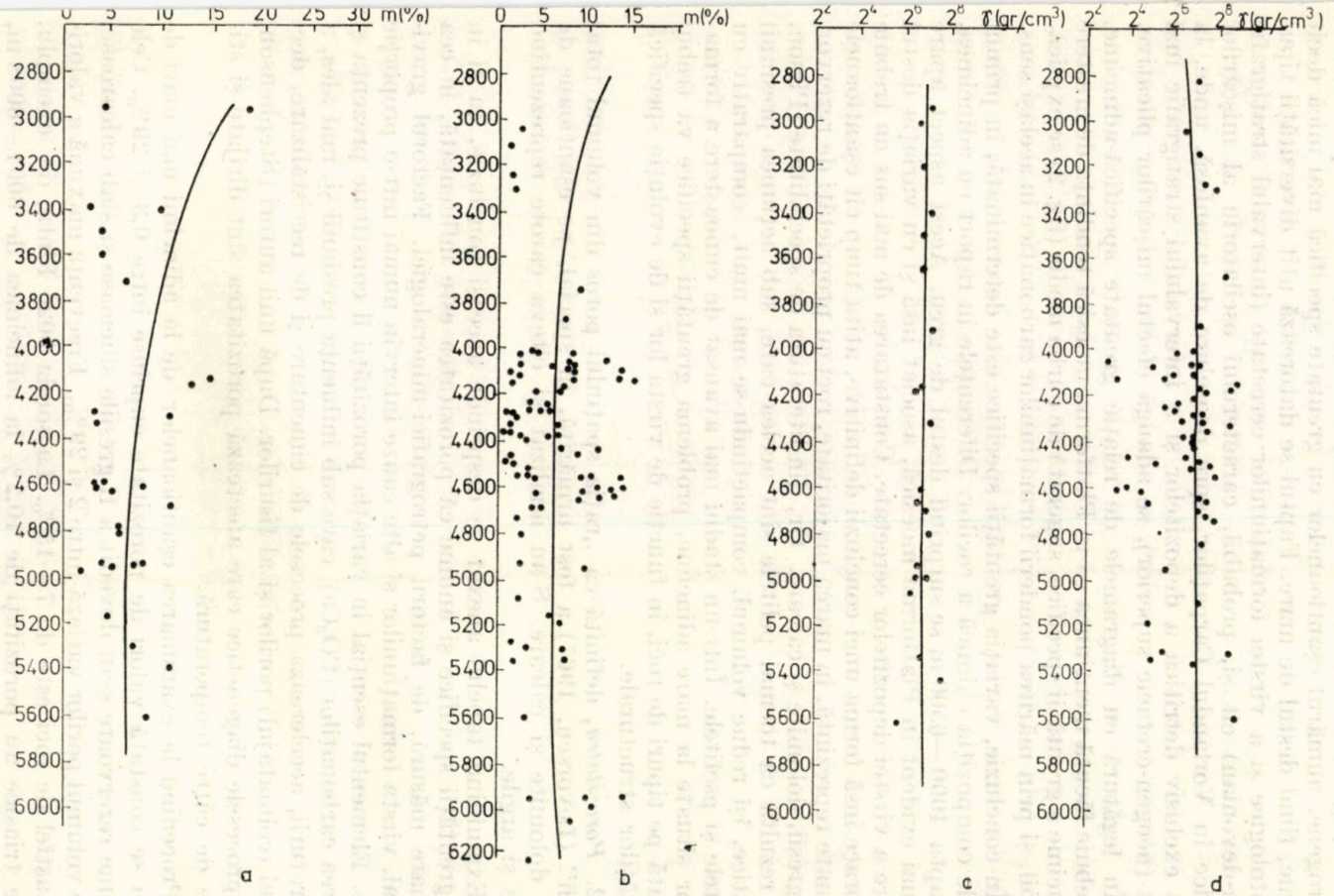


Fig. 2. Diagrame cu variația greutății specifice și a porozității rocilor în raport cu adîncimea

a — diagrama relației porozitate-adîncime în Avanfosa carpatică; b — diagrama relației porozitate-adîncime în Platforma moesică; c — diagrama relației densitate-adîncime în Avanfosa carpatică; d — diagrama relației densitate-adîncime în Platforma moesică.

mult mai omogenă, cu două excepții, măsurătorile indicînd valori de cca 2,7 g/cmc (fig. 2). În Platforma moesică, în schimb, valorile apar extrem de eterogene, numărul eșantioanelor cu greutate specifică mai mică decît 2,7g/cmc, fiind destul de mare. Faptul se datorează atît diversității tipurilor litologice și a vîrstei formațiunilor cercetate (intervalul stratigrafic neogen-devonian) cît și, probabil, caracterului oscilatoriu al mișcărilor tectonice în Vorlandul Carpaților, spre deosebire de avanfosă, unde, la natura exclusiv detritică a depozitelor și a intervalului stratigrafic mai limitat (neogen-cretacic superior), se adaugă efectul mișcărilor plicative.

În legătură cu diagramele de relație greutate specifică-adîncime, mai trebuie făcută mențiunea că în Platforma moesică tendința de creștere în adîncime a greutății specifice, sugerată de curba medie (fig. 2) se explică, probabil, și prin mărirea ponderii formațiunilor carbonatice în același sens.

În concluzie, variația greutății specifice este determinată, în primul rînd, de compoziția chimică a rocilor. Diferențele în raport cu adîncimea, pe treapta 4000 —6500 m se surprind destul de greu. Acest aspect apare ceva mai evident în Platforma moesică, asociat însă și cu variația destul de mare a vîrstei depozitelor cercetate. Constatarea de mai sus nu trebuie să îmbrace însă forma unei concluzii definitive, atîta timp cît eșantioanele examinate reprezintă, în marea majoritate, roci cu proprietăți de rezervor, adică gresii, dolomite și calcare. Or, din literatura de specialitate (Pirson, 1970) rezultă că tocmai pelitele sînt acelea care, sub acțiunea presiunii litostatice, își reduc volumul, compactîndu-se mai mult, comparativ cu psamitele și psefitele. Într-un stadiu mai avansat de cunoaștere a formațiunilor situate la mare adîncime, problema greutății specifice va trebui abordată pe tipuri de roci, în funcție de vîrsta lor și de evoluția specifică a unităților structurale.

2. *Porozitatea*, definită ca „rația spațiului poros din volumul total al rocii" (Levorsen, 1967) a fost urmărită, în special, pe eșantioane de gresii, dolomite și calcare. S-au analizat și cîteva carote reprezentînd marne și argile.

Examinînd tabelul anexat se desprinde aceeași concluzie, ca și în cazul greutății specifice și anume că porozitatea este influențată, în cea mai mare măsură, de factorii petrografici-mineralogici. Factorul gravitațional, vîrsta formațiunilor și alte cauze intervin numai într-o proporție redusă. Elementul esențial în variația porozității îl constituie prezența și ponderea carbonaților (CO_3Ca), care sub influența presiunii și, mai ales, a temperaturii, accelerează procesele de cimentare și de recristalizare, deci blocajul (colmatajul) porilor și al fisurilor. După unii autori (Stephenson, 1977) procesele diagenetice care afectează porozitatea sînt dirijate și stimulate de către temperatură.

Procedînd la examinarea eșantioanelor de la adîncimi mai mari de 4000 m se constată valori de porozitate cuprinse între 0,3 și 29%. Cele mai bune rezervoare s-au dovedit a fi gresiile silicioase și slab calcaroase, la care volumul porilor variază între 2 și 29%. Frecvența maximă a valorilor în astfel de roci este de 7 —15%. La sonda 5020 Finta, de exemplu, gresiile triasice au porozități de 10,2% la adîncimea de 6004 —6008 m, iar gresiile carbonifere de la 6067 —6072 m, 7,29%. De asemenea, gresiile

silicioase și microconglomeratele devoniene de la sonda 904 Urziceni au, la 5957,5 m, 7,1 —11,8% și, respectiv, 14,5% porozitate.

Urmează, în ordine, gresiile cu ciment dolomitic, a căror porozitate se menține între 7,2 și 16%, la adîncimile de 4060 —5300 m. Gresiile calcaroase prezintă cele mai scăzute valori, în medie 2,3%, mai mici decît cele ale calcarelor, dolomitelor și pelitelor.

Pe intervalul luat în considerare, valoarea medie a porozității este de aproximativ 6,5%. În Avanfosa Carpaților media respectivă este puțin mai mare și anume de 7%, față de 6% în Platforma moesică. Această diferență se explică prin ponderea mai redusă a carbonaților în formațiunile sedimentare din prima unitate, comparativ cu Vorlandul carpatic. Pe ansamblul teritoriului, între 4000 m și 6000 m adîncime, media porozității scade de la 8% la 6% datorită proceselor diagenetice.

3. *Permeabilitatea*, în cazul carotelor cercetate, variază între 0 și 652 md. La majoritatea eșantioanelor permeabilitatea este minimă sau egală cu zero. Valorile cele mai mari s-au constatat la gresiile silicioase și la gresiile cu ciment dolomitic, la care s-au înregistrat, de regulă, peste 20 md la adîncimi de 4600 —4700 m. Rezultate deosebit de bune s-au consemnat și la adîncimi mai mari : 5957,5 —5964 m = 2,1 — 652,9 md la sonda 904 Urziceni și 6004 — 6008 m = 4,7 md la sonda 5020 Finta. Desigur, valorile foarte mari, de ordinul sutelor de md (a se vedea tabelul anexat) sugerează că rocile supuse analizelor sînt fisurate.

Rezultatele măsurătorilor efectuate pe carote arată o oarecare relație între porozitate și permeabilitate, dar această relație este adesea obscură și variabilă din cauza intervenției unor factori cum ar fi textura rocii, gradul de fisurare al ei, temperatura care influențează viscozitatea fluidelor etc. Datele obținute sînt, desigur, destul de puține, însă în lumina relației greutate specifică-porozitate-permeabilitate, s-ar putea aprecia că pe un interval de 2000 m, adică între 4000 și 6000 m, valorile de permeabilitate suferă oarecare descreșteri, mai ales în zonele cu gradient geotermic redus și în formațiunile vechi, caracterizate printr-un avansat grad de diageneză a rocilor.

Parametrii examinați mai înainte și anume greutatea specifică, porozitatea și permeabilitatea, împreună cu alte aspecte neabordate aici, referitoare la conținutul în fluide și la capcana propriu-zisă, constituie elementele statice ale zăcămintelor de hidrocarburi. Acestea au devenit elemente stabile în decursul unei îndelungate perioade de timp ca urmare a evoluției treptate și a unor „replici" lente date de către rezervoare și conținutul lor, mișcărilor tectonice, procesului de compactare, proceselor hidrodinamice etc. Elementelor statice se adaugă cele dinamice, adevărate stocaje de energie, care se manifestă, în special, prin presiune și temperatură.

4. *Presiunea* unui strat sau a unei formațiuni se manifestă, după cum se știe, prin tendința de expansiune a fluidelor înmagazinate în porii rocilor, tendință stimulată și de factorul gravitațional. Pentru a se menține o presiune hidrostatică, în fazele de subsidență, sedimentele trebuie să expulzeze o parte din fluidele ce le înmagazinează în pori, ca urmare a procesului de compactare. În cazul în care nu se realizează o compensare între cei doi factori, rata de drenaj (expulzare) rămînînd inferioară ratei de subsidență, se ajunge la acumularea unor presiuni mari, anormale, în porii rocilor (presiune geostatică sau presiune geodinamică).

Tabel cu parametrii fizici ai rocilor și a formațiunilor geologice de pe teritoriul R. S. România, întîlnite la adîncimi mai mari de 4000 m

Sonda	Adîncimea	Descrierea litologică	Vîrsta formațiunii	Greutatea specifică (g/cmc)	Conținut în CO_3Ca (%)	Porozitate (%)	Permeabilitate (md)	Presiune (kgf/cmc)	Temperatură (°C)
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
		1. *Platforma moesică*							
911 Bibești	4043—4045	Gresie calcaroasă	Sarmațian	2,70	68—92	2,3	—	406,5	129
	4111—4120	Gresie	Sarmațian	2,30	3,5	15,3	9—11	—	—
	4386—4392	Calcar granular	Triasic mediu						
	4395—4414	Calcar	Triasic mediu	—	40—73	2—8	0,2	—	—
	4435—4449	Dolomit microgranular	Triasic mediu	2,68	12—82	11	0,11		
	4474—4487	Calcar microcristalin	Triasic mediu	2,72	85	0,5—1,5	—	—	—
4005 Bibești	4050—4051,2	Gresie slab calcaroasă	Sarmațian	2,32	13,6	11,7—12,5	11—28	—	—
4008 Bibești	4071—4073,6	Gresie calcaroasă	Sarmațian	—	17—36	4,9—7,2	0,2	—	—
4009 Bibești	4016,3—4017,1	Gresie calcaroasă	Sarmațian	—	24,3	4,1	—	—	—
4018 Bibești	4101—4103	Gresie calcaroasă	Sarmațian	2,66	7—21	7—13	0—9	—	—
4020 Bibești	4015—4017	Gresie compactă	Badenian	2,70	18—38	2—3	—	—	—
	4040,9—4043,5	Gresie calcaroasă	Badenian	2,67	10—18	5—11	0—3	—	—
5114 Bibești	4112—4114	Gresie calcaroasă	Badenian	2,56	20—39,5	0,3—4	0,2	—	—
	4260—4270	Marnă calcaroasă	Badenian	2,60	37,4	0,79	—	—	—
	4453—4458	Gresie silicioasă	Triasic inf.	2,40	2,4	8,78	0,31	—	—
	4868—4872		Devonian	—	—	—	—	515,35	142

5115 Bibești	4597–4602	Gresie silicioasă	Trias. inf.	23,4	3–4,5	6,8–15	15–308	—	—
	4602–4610	Gresie cu ciment dolomitic	Trias. inf.	2,47	6,8	8,8–16	2–64	—	—
	4632–4637	Gresie cu ciment dolomitic	Trias. inf.	2,49	8,8–25	8,3–14	3,4–8,8	—	—
	4650,0	—	Triasic	—	—	—	—	484	143
5118 Bibești	4590	—	Triasic	—	—	—	—	—	143
5120 Bibești	4018–4024	Gresie calcaroasă	Sarmațian	2,61	9–19	4,7–12	0–9,4	—	—
	4239–4239,2	Gresie calacroasă	Badenian	2,61	30	5	—	—	—
5122 Bibești	4516–4519	Calcar dolomitic	Trias. med.	2,80	35–54	6–14	—	—	—
	4614–4646	Conglomerat	Trias. inf.	2,60	10–37	3–8	0–7	—	—
	4700–4701	Gresie conglomeratică	Trias. inf.	2,62	3	5–9	1,7–8,2	—	—
4595 Capu Dealului	4062–4066	Gresie silicioasă	Trias. inf.	2,52	3,6–4,2	2–15	10–64	—	—
	4107–4111	Gresie slab calcaroasă	Trias. inf.	2,60	7–16	9–18	5–275	—	—
6 Bălcești	4002–4003	Marno-argilă grezoasă	Triasic	—	19	4,4	0,05	—	—
	4056–4056,5	Marno-argilă	Triasic	2,70	16	2,5	0,7	—	—
	4202–4203	Argilă	Triasic	2,69	14	4	0,04	—	—
	4415–4417	Gresie argiloasă	Triasic	2,69	29	3	—	—	—
	4500–4502	Argilă grezoasă	Triasic	2,77	13	3,1	—	—	—
6012 Mitrofani	4311–4326	—	Jurasic mediu	—	—	—	—	794,8	153
	4569–4609	—	Triasic	—	—	—	—	780,14	152
4 Spineni	4078–4081	Calcar criptocristalin	Cret. inf.	2,71	79	8	—	—	—
	4190–4192	Calcar cripto-cristalin	Cret. inf.	2,71	80	6,9	—	—	—
	4274–4276	Calcar criptocristalin	Jurasic superior	2,71	86,5	5,5	—	—	—
	4381–4383	Calcar criptocristalin	Jurasic mediu	2,65	65,8	2,6	—	—	—
	4577–4586		Jurasic mediu	—	—	—	—	436	148

(continuare tabel)

Sonda	Adîncimea	Descrierea litologică	Vîrsta formațiunii	Greutatea specifică (g/cmc)	Conținut în CO_3Ca (%)	Porozitate (%)	Permeabilitate (md)	Presiune (kgf/cmc)	Temperatură (°C)
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
5027 Spineni	4562—4563	Gresie slab calcaroasă	Jurasic mediu	2,50	7,7	13,5	1,4	—	—
	4620—4620,5	Gresie silicioasă	Jurasic mediu	2,44	1,8	9,6	17,6	—	—
	4620,5—4621	Gresie silicioasă	Jurasic mediu	—	4,1	12,9	112	—	—
	4657,5—4659,5	Gresie silicioasă	Jurasic mediu	2,48	1,1	8,9	58,4	—	—
5530 Gura Șuții	4512—4516	Calcar breccios	Jurasic	2,70	74	2,75	—	—	—
	4945—4948	Argilă grezoasă	Triasic	2,56	—	9,52	0,07	—	—
	5152—5153	Argilit	Triasic	2,70	—	5,28	—	—	—
	5304—5308	Gresie calcaro-dolomitică	Triasic	2,56	—	7,20	—	—	—
5020 Finta	4626—4628	Breccie calcaroasă	Jurasic	—	74,5	3,68	—	—	—
	4740—4743	Calcar	Triasic	2,78	85,1	1,67	—	—	—
	5197—5200	Anhidrit	Triasic	2,48	9,2	7,02	—	—	—
	5351—5354	Argilit	Triasic	2,50	12,5	7,39	—	—	—
	6004—6008	Gresie silicioasă	Triasic	—	6,5	10,2	4,7	—	—
	6067—6072	Gresie silicioasă	Carbonifer	—	6,1	7,29	1,1	—	—
	6250—6255	Gresie calcaroasă	Carbonifer	—	61,8	2,81	—	—	—

10 Tinosu	4005—4006	Marno-argilă nisipoasă	Sarmaţian	2,70	13,4	4,8	0,8	—	—
	4074—4080	—	Sarmaţian	—	—	—	—	7,27	—
	4260—4261	Calcar grezos	Cret. sup.	2,70	78,0	3,2	—	—	—
	4362—4363	Calcar criptocristalin	Cret. sup.	2,64	73,0	0,9	—	—	—
	4470—4471	Calcar criptocristalin	Cret. sup.	2,64	75,0	1,2	—	—	—
909 Periş	4701—4702	Calcar microcristalin	Cret. sup.	2,71	88,0	3,8	—	—	—
	4136—4137	Calcar	Carbonifer	2,87	79,0	8,7	—	—	—
	4337—4337,5	Calcar organogen	Carbonifer	2,68	56,0	1,4	—	—	—
	4557—4560	Calcar marnos	Carbonifer	2,70	67	9,9	3,9	—	—
	5312—5314	Dolomit	Devonian?	2,83	84	3,1	—	—	—
904 Urziceni	4163—4164	Dolomit	Triasic	2,84	91	1,3	—	—	—
	4316—4317	Dolomit	Triasic	2,84	91	1,4	—	—	—
	4545—4547	Calcar	Paleozoic	2,78	92	2,8	0,4	—	—
	4822—4824	Calcar	Paleozoic	2,71	89	2,4	—	—	—
	5379—5381	Calcar	Devonian	2,69	86	1,3	—	—	—
	5607—5608	Dolomit	Devonian	2,85	98	2,7	0,1	—	—
	5957,5—5964	Gresie silicioasă	Devonian	2,66—2,69	0,9—2,1	7,1—11,8	2,1—7,4	—	—
	5990—5998	Gresie calcaroasă	Devonian	2,80	42,4	2,7	—	—	—
		Microconglomerat	Devonian	2,65	2,1	14,5	652,9	—	—
		Argilit	Devonian	2,64	1,6	3	0,04	—	—
	II. *Promontoriul nord-dobrogean*								
3952 Suraia	4161—4167	—	Sarmaţian	—	—	—	—	459	110
	4937,5—4938,5	Gresie calcaroasă	Badenian	—	18,8	7,2—10,8	0,07	—	—
	III. *Platforma moldovenească*								
200 Cuejd	4631—4633	Gresie silicioasă	Badenian	2,48	2,9—4	4—5,5	1,66	—	—

(continuare tabel)

Sonda	Adîncimea	Descrierea litologică	Vîrsta formațiunii	Greutatea specifică (g/cmc)	Conținut în CO_3Ca (%)	Porozitate (%)	Permeabilitate (md)	Presiune (kgf/cmc)	Temperatură (°C)
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
917 Frasin	4037—4044	Argilă	Badenian	—	3,1—9,5	3,3—6	—	—	—
	4048,5—4056,3	Gresie slab calcaroasă	Badenian	2,54	8,5	3,8—4,2	1,8	—	—
	4056—4090	Gresie slab calcaroasă	Badenian	2,40	4—28	20—29	0—244	—	—
	4090—4098	Gresie calcaroasă	Badenian	2,56	57	3,7	—	—	—
	IV. *Avanfosa carpatică*								
901 Ticleni	4649—4651	Conglomerat cu ciment calc.	Eocen	2,67	30,2	3,5	0,2	—	—
	4970—4972	Conglomerat calcaros	Eocen	2,69	77,4	2	0,03	—	—
610 Govora	4913—4934,5	Gresie slab calcaroasă	Cret. sup.	2,66	2,3—4,5	4,7—10,1	0,1—12,9	—	—
6009 Băicoi	5145—5149	Gresie calcaroasă	Burdigalian	2,61	34,2	5,07	—	—	—
	5328—5330	Argilit	Burdigalian	2,68	13,5	7,74	—	—	—
	5418—5420	Argilă marnoasă	Burdigalian	2,76	8,3	7,07	—	—	—
	5618—5619	Argilit	Burdigalian	2,54	7,9	9,12		—	—
1001 Moreni	4226—4279	—	Oligocen	—	—	—	—	655,2	123
913 Mărgineni	4742—4760	—	Helvețian	—	—	—	—	353?	140?
900 Boldești	4177—4186	Gresie calcaroasă	Helvețian	2,65	17,4	14	0,1	—	—
	4310—4311	Gresie calcaroasă	Helvețian	2,70	23,4	3,5	—	—	—
		Marnă grezoasă	Helvețian	2,69	19,3	11	—	—	—
	4600—4601	Gresie calcaroasă	Helvețian	2,69	23,8	8,5	—	—	—
	4691—4693	Marnă nisipoasă	Helvețian	2,69	22	11	—	—	—
	4805—4806	Gresie marnoasă	Helvețian	2,70	32,2	6	—	—	—
6100 V. Raței	5402—5405	Gresie	Sarmațian	—	—	11	3,35	—	—

Datele provenite din măsurători directe, în regim staționar, pe intervalul de adîncime 4000—6000 m, indică o variație notabilă a gradienților de presiune, din acest punct de vedere, putîndu-se distinge cel puțin trei situații diferite.

În primul rînd este situația Platformei moesice, unde gradientul variază ușor în jurul cifrei 1 și anume 0,95 la Spineni, 1 la sonda 911 Bibești, 1,04 la sonda 5115 Bibești, 1,06 la sonda 5114 Bibești (a se vedea tabelul anexat). Aceasta înseamnă că în cuprinsul Platformei moesice, presiunea formațiunilor situate la mare adîncime este mai mult sau mai puțin egală cu presiunea exercitată de coloana hidrostatică.

Examinînd mai îndeaproape aceste valori se observă, totuși, oarecare variații și în funcție de vechimea formațiunilor geologice, variații explicabile, probabil, prin stadiul diagenezei rocilor. Astfel, luînd ca exemplu structura Bibești, se constată că în Sarmațian (sonda 911) gradientul este 1, el apărînd influențat de porozitățile și permeabilitățile reduse ale gresiilor calcaroase; în Triasic (sonda 5115) gradientul crește la 1,04, rezervorul fiind constituit din gresii predominant silicioase, cu structură încrucișată; în Devonian (sonda 5114) s-a consemnat valoarea cea mai mare și anume, 1,06, într-o serie constituită din depozite dolomitice. Tot în această situație ar mai fi de reținut valoarea de la Suraia (1,10), sondă amplasată pe marginea vestică, afundată, a Promontoriului nord-dobrogean, unde majoritatea gresiilor și nisipurilor sarmațiene au dezvoltări lenticulare, precum și cea a sondei 4 Spineni care, la Dogger, alcătuit din gresii silicioase cu dezvoltare regională, are un gradient de 0,95.

În al doilea rînd este de consemnat situația de la Moreni, structură situată pe flancul epiorogenic al Avanfosei carpatice. Aici, în Oligocen, s-a înregistrat un gradient de 1,54. Această valoare ridicată s-ar putea pune atît pe seama influenței mișcărilor tangențiale (presiune geodinamică) care au afectat regiunea, cît și pe seama complicațiilor structurale (existența unor blocuri etanșe) și litofaciale în zonă. Volumul redus de informații din cuprinsul Avanfosei carpatice nu permit considerații mai ample. S-ar putea adăuga doar că măsurătorile de presiune și temperatură efectuate la sonda 913 Mărgineni, din apropierea structurii Moreni, nu sînt concludente (a se vedea tabelul anexat).

Cea de-a treia situație se întîlnește în zona de contact dintre Platforma moesică și avanfosă, în preajma faliei Bibești-Tinosu, considerată continuarea spre vest a liniei pericarpatice. În această zonă sondele de la Mitrofani și Tinosu au pus în evidență presiuni foarte mari, gradientul fiind de 1,70—1,84 și, respectiv, 1,78. Valorile atît de mari la cele două sonde ar putea avea mai multe explicații. Înainte de toate este de remarcat că sondele în discuție se situează în zona de accentuată și recentă (neogenă) afundare, unde intensitatea proceselor de expulzare a fluidelor din porii rocilor a fost, probabil, depășită de ritmul subsidenței, creîndu-se astfel presiuni anormale într-o serie de orizonturi adînci. De asemenea, este de presupus că formațiunile geologice ale platformei, prinse sub planul de încălecare al avanfosei, afectate de falii și, ca urmare, fragmentate în numeroase blocuri de dimensiuni reduse, nu s-au putut descărca pe măsura contrapresiunii exercitate de coloana litostatică. În sfîrșit, pentru cazul sondei de la Mitrofani ar fi de luat în considerare și influența temperaturii mari (gradient peste 3,3°C/100) la nivelul depozitelor mezozoice și paleo-

zoice, care au determinat mărirea volumului fluidelor din porii rocilor și, deci, o accentuare a tendinței de expansiune a apei, petrolului sau gazelor. Desigur, nu sînt excluse și alte cauze. Faptul că măsurătorile efectuate la cele două sonde au arătat valori mari și foarte apropiate, în formațiuni de vîrstă diferită, sugerează că fenomenul a fost generat de factori comuni.

Informațiile sumare disponibile pînă în prezent par să indice că, la scară regională, gradientul de presiune la mare adîncime crește în zonele de maximă și recentă subsidență și descrește către marginile unităților geologice (bazinelor de sedimentare). Această tendință ar trebui pusă nu numai pe seama variațiilor litofaciale în sensul arătat, ci și în legătură cu distanțele și deci cu transportul mai lent (îndepărtat), sau mai rapid (scurt), al unor mari cantități de fluide expulzate din roci.

5. *Temperatura* formațiunilor mai adînci de 4000 m, investigate pînă în prezent se menține, în general, în limite normale. Majoritatea gradienților geotermici au valori de 2,8° — 3,1°C/100 m, valori care caracterizează partea de vest a Platformei moesice și zona de contact cu avanfosa. În această din urmă zonă se constată și o ușoară anomalie geotermică pozitivă, la Mitrofani, unde valoarea gradientului este de 3,3°C/100 m. Temperaturile mai ridicate de aici s-ar explica prin existența unor accidente tectonice importante care afectează atît fundamentul cît și cuvertura sedimentară a platformei. Altă anomalie, de data aceasta, însă, cu caracter negativ (2,4°C/100 m), apare la Suraia, pe marginea afundată a Promontoriului nord-dobrogean. Sectorul Suraia face parte dintr-o zonă anomală mai mare, ce se dezvoltă în partea de est a Platformei moesice și în flancul extern al avanfosei, cu valori ce scad pînă la 2°C/100 m. Anomalia respectivă se explică prin grosimea apreciabilă a depozitelor sedimentare, de vîrstă predominant neogenă și prin adîncimea mare la care se găsește fundamentul metamorfozat (Paraschiv, Cristian, 1976). Temperaturi inferioare celor normale s-au semnalat și la Moreni (2,6°C/100 m), situație explicabilă, de asemenea, prin existența unei cuverturi sedimentare de grosimi mari.

Din datele privind ansamblul teritoriului României se constată că valorile gradienților geotermici nu cresc, ci dimpotrivă se atenuează, în adîncime. Încercarea de a se interpreta această situație s-a făcut într-o lucrare anterioară (Paraschiv, Cristian, 1976).

Studiul condițiilor fizice întîlnite la adîncimi mai mari de 4000 m permite schițarea unor concluzii interesante atît din punct de vedere teoretic cît și sub aspect practic.

Prima dintre concluzii este aceea că pe un interval de 2500 m, respectiv între 4000 m și 6500 m, se constată o ușoară variație a parametrilor fizici și anume : creșterea greutății specifice a rocilor și a gradientului de presiune al formațiunilor geologice și o reducere a porozității, permeabilității stratelor și a gradientului geotermic. Această variație a parametrilor și factorilor fizici se datorește atît compactării rocilor cît, mai ales, proceselor de cimentare și de recristalizare.

Variații, incomparabil mai pronunțate, ale parametrilor și factorilor fizici, în raport cu adîncimea au loc, potrivit datelor din literatură (Maxwell, 1964), deasupra nivelului de 4000 m, în special pe intervalul 0—2000 m. Aceste variații se produc, diferențiat, în funcție de tipul rocilor.

Principalii factori care acționează asupra parametrilor stabili și dinamici din profunzime, într-o proporție mai mare decît creșterea adîn-

cimii, sînt factorii petrografici-mineralogici și cei geochimici. Vîrsta depozitelor sedimentare intervine și ea, dar cu o pondere destul de limitată.

Formațiunile geologice cercetate pe intervalul 4000—6500 m oferă rezervoare cu proprietăți (porozitate, permeabilitate) destul de bune, în condiții de presiune și temperatură neprohibitive. Depistarea zonelor și a obiectivelor de interes la mare adîncime constituie o problemă foarte complexă și dificilă, în nici un caz ea neputînd fi limitată numai la aspecte structurale, geometrice.

Primit la redacție la 1 martie 1977

BIBLIOGRAFIE

HEDBERG H., *Relation of methane generation to undercompacted shales, shale diapirs and mud vulcanoes*, A.A.P.G. Bull., **58**, *4*, pag. 661—671, Tulsa (1974).

LEVORSEN A., *Geology of petroleum*. W. H. Freeman and Co., 724 pag. San Francisco—London, 1967.

MAXWELL J., *Influence of depth, temperature and geologic age on porosity of quartzose sandstone*. A.A.P.G. Bull., **48**, *5*, pag. 697—709, Tulsa (1964).

PARASCHIV D., *Geologia zăcămintelor de hidrocarburi din România*. St. tehn. c., Seria **A**, *10*, 363 pag. București (1975).

PARASCHIV D., *Petrolul de la mare adîncime, tehnologic exploatabil*. Rev. st. și tehnică *9*, pag. 13—14, București (1975).

PARASCHIV D., CRISTIAN M., *Cu privire la regimul geotermic al unităților structurale de interes pentru hidrocarburi din România*. St. și cerc. geol., geof., geogr. seria geof., **14**, *1*, pag. 65—72, București (1976).

PARASCHIV D., POPESCU M., *Aspects géologiques du forage très profond en Roumanie*. Assoc. Géol. Carp.-Balc., Congr. X. Section I Stratigr. et Paleont., pag. 172—177, Bratislava (1974).

PIRSON S., *Geologic well log analysis*. Gulf Publishing Co., 370 pag., Houston-Texas, 1970.

STEPHENSON L., *Porosity dependence of temperature*. Limits on maximum possible effect. A.A.P.G. Bull., **61**, *3*, pag. 407—415. Tulsa (1977).

PRELIMINARY DATA REGARDING THE PHYSICAL PARAMETERS FOUND AT GREAT DEPTH AND GEOLOGICAL CONSIDERATIONS ON THEIR ACCOUNT

(ABSTRACT)

The complex analysis of about 300 mechanical core samples and the working up of 35 pressure and temperature measurements, allowed to find out that of the 4000—6000 m interval, a slight variation of the physical parameters appears, as for example the specific weight, porosity and permeability of rocks, bottom temperature and pressure. This variation is due to the compactness of rocks, associated with processes of cementation and recrystallization.

The main factors which work, in depth, over the values of physical parameters to a greater extent than the compactness (increasing of depth) are the petrographical and geochemical factors. To a certain extent the age of geological formations interferes, too.

The sedimentary deposits researched on the 4000—6500 m interval often provide with reservoirs with good properties, under conditions of non-prohibitive pressure and temperature.

O SINTEZĂ A MODELELOR ŞI DIAGRAMELOR SPECTRALE, UTILĂ PENTRU INTERPRETAREA, PE BAZA ANALIZEI FOURIER, A EXPLORĂRILOR GRAVIMETRICE ŞI MAGNETICE (II)*)

DE

D. MILCOVEANU

Institutul de subingineri — Hunedoara

În Studii cerc. geol., geogr., geofiz. seria geofizică, **13**, p. 91—132 (1975) a fost publicată prima parte a acestui studiu şi care a prezentat posibilităţile analizei spectrale unidimensionale (profile).

În aceasta de a doua parte a studiului este prezentată interpretarea, pe baza modelelor echivalente tridimensionale şi a analizei spectrale a hărţilor geofizice.

ANALIZA SPECTRALĂ BIDIMENSIONALĂ

1. *Pe baza transformatei Fourier cu două variabile ciclice* (ω, ψ) *şi pentru cîteva modele tridimensionale reprezentate în figura* 1 *a* — 1 *n*, *s-au calculat spectrele de putere ale principalelor mărimi gravimetrice şi magnetice.*

Expresiile respective sînt prezentate în tabela I.

În afară de existenţa, în structura acestor expresii a două variabile ciclice ω şi ψ, se constată că în toate apar funcţii Bessel de speţa a doua şi de diferite tipuri.

2. *Se poate elabora o bază teoretică pentru interpretarea hărţilor reprezentînd spectrul de putere, considerînd modelele echivalente tridimensionale prezentate în această lucrare.*

Considerînd prima grupă de modele şi anume sfera şi semisfera, cilindrul vertical finit şi semi-infinit, polul magnetic unic şi dipolul magnetic, adică modelele care nu au o dezvoltare limitată în secţiunea orizontală, trebuie menţionat ca tehnică de interpretare, posibilitatea aproximării respectiv a explicitării funcţiilor Bessel de speţa a doua modificate conţinute în expresiile spectrelor de putere.

În ceea ce priveşte cea de a doua grupă de modele şi anume paralelipipedul dreptunghic vertical finit şi semi-infinit adică modele care au o dezvoltare limitată şi fixă în secţiunea orizontală, vom face următoarea observaţie.

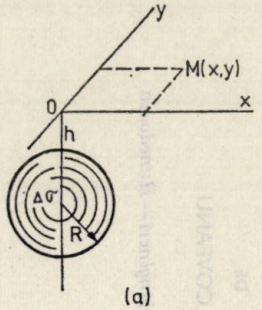
Analiza structurii tuturor acestor expresii, relative la spectrele de putere, conduce la faptul remarcabil deja semnalat şi anume, parametrii a_1 şi b_1 relativi la extinderea laterală a modelului se separă, în aceste ex-

*) Comunicare prezentată la cel de al VIII-lea Simpozion Naţional de Prospecţiuni Geofizice şi Fizica Scoarţei Globului, Bucureşti, iulie 1974.

ST. CERC. GEOL., GEOFIZ., GEOGR., GEOFIZICA, TOM. 16, P. 113—125, BUCUREŞTI, 1978

Tabela 1

Expresiile spectrelor de putere pentru cîteva modele echivalente tridimensionale

Nr. crt.	Modelul echivalent	Expresia spectrului de putere	Observaţii
0	1	2	3
		a. Mărimi gravimetrice	
1.	Sfera.	$P_g(\omega,\psi)=(2K\Delta\sigma)^2\cdot\left(\frac{4}{3}\pi R^3\right)^2\cdot(h\omega)^2\left\{K_{1/2}\left\{\frac{h}{2}\left[(\omega^2+\psi^2)^{1/2}-\psi\right]\right\}\cdot K_{1/2}\left\{\frac{h}{2}\left[\omega^2+\psi^2)^{1/2}+\psi\right]\right\}\right\}^2$	 (a)
		$P_{gz}(\omega,\psi)=\left(\frac{4}{3}K\Delta\sigma\right)^2\cdot\left(\frac{4}{3}\pi R^3\right)^2\left\{2h^2\omega K_1\left\{\frac{h}{2}\left[(\omega^2+\psi^2)^{1/2}-\psi\right]\right\}\cdot K_1\left\{\frac{h}{2}\left[(\omega^2+\psi^2)^{1/2}+\psi\right]\right\}+\frac{1}{h^2}\left(\frac{\pi}{2h}\right)^{1/2}\frac{d^2}{d\omega^2}\left\{(\omega^2+\psi^2)^{3/4}\cdot K_{3/2}\left[h(\omega^2+\psi^2)^{1/2}\right]\right\}+\frac{1}{h^2}\left(\frac{\pi}{2h}\right)^{1/2}\frac{d^2}{d\psi^2}\left\{(\omega^2+\psi^2)^{3/4}\cdot K_{3/2}\left[h(\omega^2+\psi^2)^{1/2}\right]\right\}\right\}^2$	
		$P_{gx}(\omega,\psi)=(4K\Delta\sigma)^2\cdot\left(\frac{4}{3}\pi R^3\right)^2\cdot\frac{\pi}{2h^3}\left\{\frac{d}{d\omega}\left\{(\omega^2+\psi^2)^{3/4}K_{3/2}\left[h(\omega^2+\psi^2)^{1/2}\right]\right\}\right\}^2$	
		$P_{gzz}(\omega,\psi)=\left(\frac{12}{5}K\Delta\sigma\right)^2\cdot\left(\frac{4}{3}\pi R^3\right)^2\cdot h^2\left\{\frac{4}{3}h^2\omega K_{3/2}\left\{\frac{h}{2}\left[(\omega^2+\psi^2)^{1/2}-\psi\right]\right\}\cdot K_{3/2}\left\{\frac{h}{2}\left[(\omega^2+\psi^2)^{1/2}+\psi\right]\right\}+\frac{1}{h^3}\left(\frac{\pi}{2h}\right)^{1/2}\cdot\frac{d^2}{d\omega^2}\left\{(\omega^2+\psi^2)^{5/4}\cdot K_{5/2}\left[h(\omega^2+\psi^2)^{1/2}\right]\right\}+\frac{1}{h^3}\left(\frac{\pi}{2h}\right)^{1/2}\frac{d^2}{d\psi^2}\left\{(\omega^2+\psi^2)^{5/4}\cdot K_{5/2}\left[h(\omega^2+\psi^2)^{1/2}\right]\right\}\right\}^2$	pentru $P_{gy}(\omega,\psi)$ se va efectua $d/\partial\psi$.

2. **Cilindrul vertical semi-infinit.**

$$P_g(\omega,\psi)=(K\Delta\sigma)^2\cdot(\pi R^2)^2\omega^2\left\{K_0\left\{\frac{h}{2}\left[(\omega^2+\psi^2)^{1/2}-\psi\right]\right\}\cdot K_0\left\{\frac{h}{2}\left[(\omega^2+\psi^2)^{1/2}+\psi\right]\right\}\right\}^2$$

$$P_{gz}(\omega,\psi)=(2K\Delta\sigma)^2\cdot(\pi R^2)^2\,(h\omega)^2\left\{K_{1/2}\left\{\frac{h}{2}\left[(\omega^2+\psi^2)-\psi\right]\right\}\cdot\right.$$

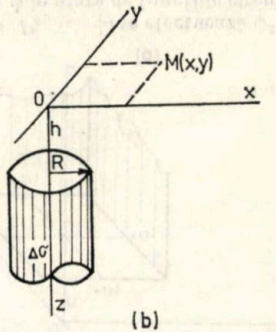
$$\left.\cdot K_{1/2}\left\{\frac{h}{2}\left[(\omega^2+\psi^2)^{1/2}+\psi\right]\right\}\right\}^2$$

$$P_{gx}(\omega,\psi)=(2K\Delta\sigma)^2\cdot(\pi R^2)^2\cdot\frac{2\pi}{h}\cdot\frac{\omega^2}{(\omega^2+\psi^2)^{1/2}}\left\{K_{-1/2}\left[h(\omega^2+\psi^2)^{1/2}\right]\right\}^2$$

$$P_{gzz}(\omega,\psi)=(4K\Delta\sigma)^2\cdot(\pi R^2)^2\left\{h^2\omega K_1\left\{\frac{h}{2}(\omega^2+\psi^2)^{1/2}-\psi\right]\right\}\cdot$$

$$\cdot K_1\left\{\frac{h}{2}\left[(\omega^2+\psi^2)^{1/2}+\psi\right]\right\}+\frac{1}{3h^2}\left(\frac{\pi}{2h}\right)^{1/2}\cdot\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}\omega^2}\left\{(\omega^2+\psi^2)^{3/4}\cdot\right.$$

$$\left.\cdot K_{3/2}\left[h(\omega^2+\psi^2)^{1/2}\right]\right\}+\frac{1}{3h^2}\left(\frac{\pi}{2h}\right)^{1/2}\cdot\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}\psi^2}\left\{(\omega^2+\psi^2)^{3/4}\cdot K_{3/2}\left[h(\omega^2+\psi^2)^{1/2}\right]\right\}\right\}^2$$



(b)

pentru $P_{gy}(\omega,\psi)$ se efectuează $\omega^2\to\psi^2$

3. **Cilindru vertical finit.**

$$P_g(\omega,\psi)=(K\Delta\sigma)^2\cdot(\pi R^2)^2\,\omega^2\left\{K_0\left\{\frac{h}{2}\left[(\omega^2+\psi^2)^{1/2}-\psi\right]\right\}\cdot\right.$$

$$\cdot K_0\left\{\frac{h}{2}\left[(\omega^2+\psi^2)^{1/2}+\psi\right]\right\}-K_0\left\{\frac{H}{2}\left[(\omega^2+\psi^2)^{1/2}-\psi\right]\right\}\cdot$$

$$\left.\cdot K_0\left\{\frac{H}{2}\left[(\omega^2+\psi^2)^{1/2}+\psi\right]\right\}\right\}^2$$

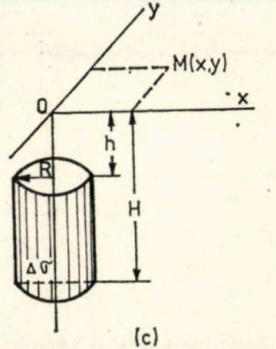
$$P_{gz}(\omega_1\,\psi)=(2K\Delta\sigma)^2\cdot(\pi R^2)^2\cdot\omega^2\left\{hK_{1/2}\left\{\frac{h}{2}\left[(\omega^2+\psi^2)^{1/2}-\psi\right]\right\}\cdot\right.$$

$$\cdot K_{1/2}\left\{\frac{h}{2}\left[(\omega^2+\psi^2)^{1/2}+\psi\right]\right\}-HK_{1/2}\left\{\frac{H}{2}\left[(\omega^2+\psi^2)^{1/2}-\psi\right]\right\}\cdot$$

$$\left.\cdot K_{1/2}\left\{\frac{H}{2}\left[(\omega^2+\psi^2)^{1/2}+\psi\right]\right\}\right\}^2$$

$$P_{gx}(\omega,\psi)=(2K\Delta\sigma)^2\cdot(\pi R^2)^2\cdot\frac{\omega^2}{(\omega^2+\psi^2)^{1/2}}\left\{\left(\frac{2\pi}{h}\right)^{1/2}K_{-1/2}\left[h(\omega^2+\psi^2)^{1/2}\right]-\right.$$

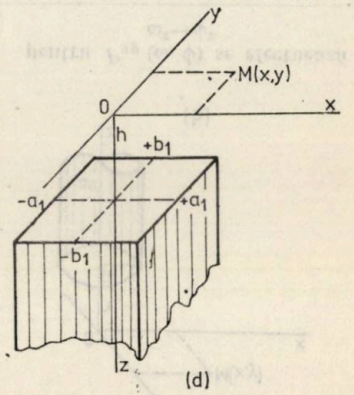
$$\left.-\left(\frac{2\pi}{H}\right)^{1/2}\cdot K_{-1/2}\left[H(\omega^2+\psi^2)^{1/2}\right]\right\}^2$$



(c)

pentru $P_{gy}(\omega,\psi)$ se efectuează $\omega^2\to\psi^2$.

Tabela I (continuare)

Nr. crt.	Modelul echivalent	Expresia spectrului de putere	Observații
		$P_{g_{zz}}(\omega,\ \psi) = (4K\Delta\sigma)^2 \cdot (\pi R^2)^2 \left\{ h^2 \omega K_1 \left\{ \frac{h}{2} \left[(\omega^2 + \psi^2)^{1/2} - \psi \right] \right\} \cdot K_1 \left\{ \frac{h}{2} \left[(\omega^2 + \psi^2)^{1/2} + \psi \right] \right\} + \frac{1}{3h^2} \left(\frac{\pi}{2h} \right)^{1/2} \cdot \frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}\omega^2} \left\{ (\omega^2 + \psi^2)^{3/4} \cdot K_{3/2} [h(\omega^2 + \psi^2)^{1/2}] \right\} + \frac{1}{3h^2} \left(\frac{\pi}{2h} \right)^{1/2} \cdot \frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}\psi^2} \left\{ (\omega^2 + \psi^2)^{3/4} \cdot K_{3/2} [h(\omega^2 + \psi^2)^{1/2}] \right\} - H^2 \cdot \omega K_1 \left\{ \frac{H}{2} \left[(\omega^2 + \psi^2)^{1/2} - \psi \right] \right\} K_1 \left\{ \frac{H}{2} \left[(\omega^2 + \psi^2)^{1/2} + \psi \right] \right\} - \frac{1}{3H^2} \left(\frac{\pi}{2H} \right)^{1/2} \cdot \frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}\omega^2} \left\{ (\omega^2 + \psi^2)^{3/4} \cdot K_{3/2} [H(\omega^2 + \psi^2)^{1/2}] \right\} - \frac{1}{3H^2} \left(\frac{\pi}{2H} \right)^{1/2} \cdot \frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}\psi^2} \left\{ (\omega^2 + \psi^2)^{3/4} \ K_{3/2} \left[H(\omega^2 + \psi^2)^{1/2} \right] \right\} \Big\}^2$	
4.	Paralelipiped dreptunghiular vertical seminfinit.	$P_g(\omega, \psi) = (4K\Delta\sigma)^2 \cdot \sin^2(a, \omega) \cdot \sin^2(b, \psi) \cdot \left\{ \frac{2\pi}{\omega\psi} (he^{-h\omega} + he^{-h\psi}) + \frac{2\pi}{\omega\psi} \left(\frac{1}{\omega} e^{-h\omega} + \frac{1}{\psi} e^{-h\psi} \right) + 2(2\pi)^{1/2} \left(\frac{1}{\omega} + \frac{1}{\psi} \right) h^{1/2} (\omega^2 + \psi^2)^{-3/4} K_{3/2} [h(\omega^2 + \psi^2)^{1/2}] \right\}^2$	
		$P_{g_z}(\omega, \psi) = 128\pi^2 (K\Delta\sigma)^2 \cdot \sin^2(a, \omega) \cdot \sin^2(b, \psi) \cdot \frac{\omega^2}{(\omega^2 + \psi^2)^{5/2}} h \{ K_{5/2} [h(\omega^2 + \psi^2)^{1/2}] \}^2$	
		$Pg_x(\omega, \psi) = 64(K\Delta\sigma)^2 \sin^2(a, \omega) \cdot \sin^2(d, \psi) \cdot \frac{1}{\psi^2} \left\{ \frac{2\pi}{\omega} e^{-h\omega} - \left(\frac{\pi}{2} \right)^{1/2} (\omega^2 + \psi^2)^{-1/4} h^{-1/2} K_{-1/2} [h(\omega^2 + \psi^2)^{1/2}] \right\}^2$	pentru $P_{g_y}(\omega, \psi)$ se efectuează $\psi^2 \to \omega^2$ și $\omega \to \psi$ în afară de funcțiile circulare.

5. Paralelipiped dreptunghiular vertical finit.

$$P_g(\omega,\psi) = (4K\Delta\sigma)^2 \cdot \sin^2(a,\omega)\sin^2(b,\psi)\cdot\left\{\frac{2\pi}{\omega\psi}\ (h_2 e^{-h_2\omega} - h_1 e^{-h_1\omega}) + \right.$$

$$+ \frac{2\pi}{\omega\psi}\ (h_2 e^{-h_2\psi} - h_1 e^{-h_1\psi}) + \frac{2\pi}{\omega^2\psi}\ (e^{-h_2\omega} - e^{-h_1\omega}) +$$

$$\left. + \frac{2\pi}{\omega\psi^2}\ (e^{-h_2\psi} - e^{-h_1\psi}) + \right.$$

$$+ P_{gz}(\omega,\psi) = 128\pi^2(K\Delta\sigma)^2 \sin^2(a,\omega)\sin^2(b,\psi)\cdot \frac{\omega^2}{(\omega^2+\psi^2)^{5/2}}\cdot$$

$$\cdot\left\{h_2^{1/2}\ K_{5/2}\ [h_2(\omega^2+\psi^2)^{1/2}] - h_1^{1/2}\ K_{5/2}\ [h_1(\omega^2+\psi^2)^{1/2}]\right\}^2$$

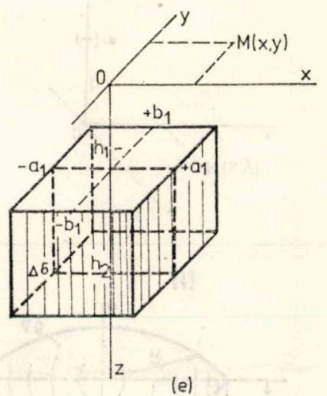
$$P_{gx}(\omega,\psi) = 64(K\Delta\sigma)^2 \sin^2(a,\omega).\sin^2(b,\psi)\cdot\frac{1}{\psi^2}\left\{\frac{2\pi}{\omega}\ (e^{-h_1\omega} - e^{-h_2\omega}) - \right.$$

$$\left. -\left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2}(\omega^2+\psi^2)^{-1/4}\left\{\frac{1}{h_1^{1/2}}\ K_{-1/2}[h_1(\omega^2+\psi^2)^{1/2}] - \frac{1}{h_2^{1/2}}\ K_{-1/2}[h_2(\omega^2+\psi^2)]\right\}\right\}^2$$

$$P_{gy}(\omega,\psi) = 64(K\Delta\sigma)^2\sin^2(a,\omega)\cdot\sin^2(b,\psi)\cdot\frac{1}{\omega^2}\left\{\frac{2\pi}{\psi}\ (e^{-h_1\psi} - e^{h_2\psi}) - \right.$$

$$\left. -\left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2}(\omega^2+\psi^2)^{-1/4}\left\{\frac{1}{h_1^{1/2}}\ K_{-1/2}[h_1(\omega^2+\psi^2)^{1/2}] - \right.\right.$$

$$\left.\left. - \frac{1}{h_2^{1/2}}\ K_{-1/2}\ [h_2(\omega^2+\psi^2)^{1/2}]\right\}\right\}^2$$



6. Semi-Sfera.

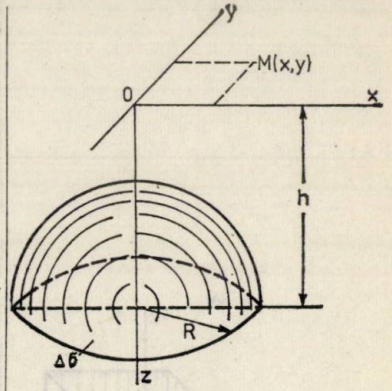
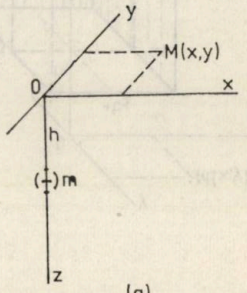
$$P_g(\omega,\psi) = \left(\frac{2}{3}\ K\Delta\sigma\right)^2\left(\frac{1}{6}\pi R^3\right)^2\left\{2h^2\omega(4h+3R)\cdot K_1\left\{\frac{h}{2}(\omega^2+\psi^2)^{1/2} - \psi]\right\}\cdot\right.$$

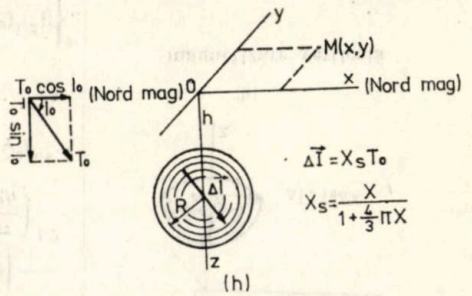
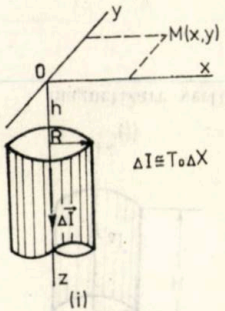
$$\left.\cdot K_1\left\{\frac{h}{2}\ [(\omega^2+\psi^2)^{1/2} + \psi]\right\} - (8h-3R)\frac{1}{h^2}\left(\frac{\pi}{2h}\right)^{1/2}\cdot\right.$$

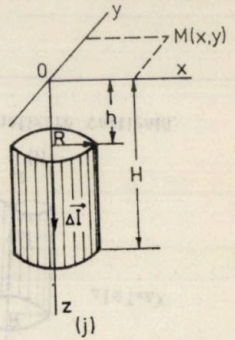
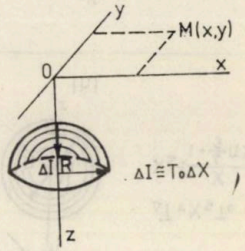
$$\cdot\frac{d^2}{d\omega^2}\left\{(\omega^2+\psi^2)^{3/4}\cdot K_{3/2}[h(\omega^2+\psi^2)^{1/2}]\right\} - (8h-3R)\frac{1}{h^2}\left(\frac{\pi}{2h}\right)^{1/2}\cdot$$

$$\left.\cdot\frac{d^2}{d\psi^2}\{(\omega^2+\psi^2)^{3/4}\cdot K_{3/2}[h(\omega^2+\psi^2)^{1/2}]\}\right\}^2$$

Tabela I (continuare)

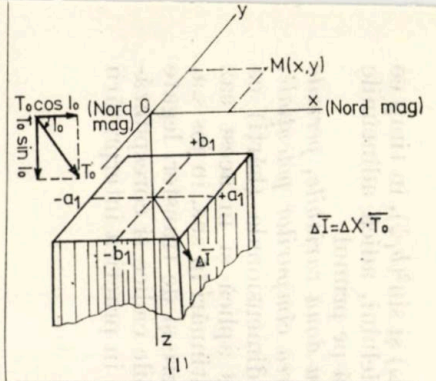
Nr. crt.	Modelul echivalent	Expresia spectrului de putere	Observații
		$P_{gz}(\omega,\psi)=\left(\frac{2}{3}K\Delta\sigma\right)^2\left(\frac{1}{30}\pi R^3\right)^2\left\{4h^3\omega\,(8h+9R)\,K_{3/2}\left\{\frac{h}{2}[(\omega^2+\psi^2)^{1/2}-\psi]\right\}\cdot\right.$ $\cdot K_{3/2}\left\{\frac{h}{2}\,[(\omega^2+\psi^2)^{1/2}+\psi]\right\}+8\,\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}\omega^2}\,\omega^3 K_{3/2}\left[\frac{h}{2}\,(\omega^2+\psi^2)^{1/2}-\psi]\right]\cdot$ $\cdot K_{3/2}\left[\frac{h}{2}\,[(\omega^2+\psi^2)^{1/2}+\psi]\right]-\frac{16}{h}\left(\frac{\pi}{2h}\right)^{1/2}\cdot\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}\omega^2}\{(\omega^2+\psi^2)^{5/4}\cdot$ $\cdot K_{5/2}[h(\omega^2+\psi^2)^{1/2}]\}-\frac{8h-27R}{h^2}\left(\frac{\pi}{2h}\right)^{1/2}\cdot\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}\omega^2}\{(\omega^2+\psi^2)^{5/4}\cdot$ $\cdot K_{5/2}[h(\omega^2+\psi^2)^{1/2}]\}-\frac{8}{h^3}\left(\frac{\pi}{2h}\right)^{1/2}\cdot\frac{\mathrm{d}^4}{\mathrm{d}\omega^4}\{(\omega^2+\psi^2)^{5/4}\cdot K_{5/2}[h(\omega^2+\psi^2)^{1/2}]\}-$ $-\frac{8h-27R}{h^2}\left(\frac{\pi}{2h}\right)^{1/2}\cdot\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}\psi^2}\{(\omega^2+\psi^2)^{5/4}\cdot K_{5/2}[h(\omega^2+\psi^2)^{1/2}]\}-$ $-\frac{8}{h^3}\left(\frac{\pi}{2h}\right)^{1/2}\cdot\frac{\mathrm{d}^4}{\mathrm{d}\psi^4}\left\{(\omega^2+\psi^2)^{5/4}\cdot K_{5/2}[h(\omega^2+\psi^2)^{1/2}]\right\}^2$.	 (f)
		b. Mărimi magnetice.	
7.	**Pol magnetic unic ($-m$).**	$P_z(\omega,\psi)=4\pi m^2\,\frac{1}{2h}\,(\omega^2+\psi^2)^{1/2}\{K_{1/2}[h(\omega^2+\psi^2)^{1/2}]\}^2$	 (g) emisfera nordică.

8.	Sferă uniform magnetizată.	$P_z(\omega,\psi) = 16\,\Delta\mathcal{J}^2\left(\frac{4}{3}\pi R^3\right)^2\left\{\sin^2 I_0\,\frac{1}{9}\left\{2h^2\omega K_1\left[\frac{h}{2}\,[(\omega^2+\right.\right.\right.$ $\left.\left.\left.+\psi^2)^{1/2}-\psi]\right]K_1\left[\frac{h}{2}\,[(\omega^2+\psi^2)^{1/2}+\psi]\right]+\frac{1}{h^2}\left(\frac{\pi}{2h}\right)^{1/2}\cdot\frac{d^2}{d\omega^2}\{(\omega^2+\psi^2)^{3/4}\cdot K_{3/2}[h(\omega^2+\psi^2)^{1/2}]\}+\frac{1}{h^2}\cdot\left(\frac{\pi}{2h}\right)^{1/2}\cdot\frac{d^2}{d\psi^2}\{(\omega^2+\psi^2)^{3/4}\cdot K_{3/2}\{[h(\omega^2+\psi^2)^{1/2}]\}\right\}^2+\cos^2 I_0\left\{\frac{1}{h}\left(\frac{\pi}{2h}\right)^{1/2}\cdot\frac{d}{d\omega}\{(\omega^2+\psi^2)^{3/4}\cdot K_{3/2}[h(\omega^2+\psi^2)^{1/2}]\}\right\}^2\right\}$	
9.	Cilindru vertical semiinfinit.	$P_z(\omega,\psi) = (2\Delta\mathcal{J})^2\,(\pi R^2)\,(h\omega)^2\left\{K_{1/2}\left\{\frac{h}{2}\,[(\omega^2+\psi^2)^{1/2}-\psi]\right\}\right\}^2\cdot\left\{K_{1/2}\left\{\frac{h}{2}\,[(\omega^2+\psi^2)^{1/2}+\psi]\right\}\right\}^2$ $P_{z_z}(\omega,\psi) = (4\Delta\mathcal{J})^2\cdot(\pi R^2)^2\left\{h^2\omega K_1\left\{\frac{h}{2}\,[(\omega^2+\right.\right.$ $\left.\left.+\psi^2)^{1/2}-\psi]\right\}K_1\left\{\frac{h}{2}\,[(\omega^2+\psi^2)^{1/2}+\psi]\right\}+\frac{1}{3h^2}\left(\frac{\pi}{2h}\right)^{1/2}\cdot\frac{d^2}{d\omega^2}\{(\omega^2+\psi^2)^{3/4}\,K_{3/2}\,[h(\omega^2+\psi^2)^{1/2}]\}+\frac{1}{3h^2}\left(\frac{\pi}{2h}\right)^{1/2}\cdot\frac{d^2}{d\psi^2}\{(\omega^2+\psi^2)^{3/4}\cdot K_{3/2}\cdot[h(\omega^2+\psi^2)^{1/2}]\}\right\}^2$	 *magnetizare verticală.*
10.	Cilindru vertical finit.	$P_z(\omega,\psi) = (2\Delta\mathcal{J})^2\cdot(\pi R^2)^2\cdot\omega^2\left\{hK_{1/2}\left\{\frac{h}{2}\,[(\omega^2+\psi^2)^{1/2}-\psi]\right\}\cdot K_{1/2}\left\{\frac{h}{2}\,[(\omega^2+\psi^2)^{1/2}+\psi]\right\}-HK_{1/2}\left\{\frac{H}{2}\,[(\omega^2+\psi^2)^{1/2}-\psi]\right\}\cdot K_{1/2}\left\{\frac{H}{2}\,[(\omega^2+\psi^2)^{1/2}+\psi]\right\}\right\}^2$	

Nr. crt.	Modelul echivalent	Expresia spectrului de putere	Observații
		$P_{z_z}(\omega,\psi) = (4\Delta\mathscr{J})^2\cdot(\pi R^2)^2\left\{h^2\omega K_1\left\{\frac{h}{2}\left[(\omega^2+\psi^2)^{1/2}-\psi\right]\right\}K_1\left\{\frac{h}{2}\left[(\omega^2+\right.\right.\right.$ $\left.\left.\left.+\psi^2)^{1/2}+\psi\right]\right\}+\frac{1}{3h^2}\left(\frac{\pi}{2h}\right)^{1/2}\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}\omega^2}\{(\omega^2+\psi^2)^{3/4}\cdot K_{3/2}[h(\omega^2+\psi^2)^{1/2}]\}+$ $+\frac{1}{3h^2}\left(\frac{\pi}{2h}\right)^{1/2}\cdot\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}\psi^2}\{(\omega^2+\psi^2)^{3/4}\cdot K_{3/2}[h(\omega^2+\psi^2)^{1/2}]\}-$ $-H^2\omega K_1\left\{\frac{H}{2}(\omega^2+\psi^2)^{1/2}-\psi\right]\right\}K_1\left\{\frac{H}{2}\left[(\omega^2+\psi^2)^{1/2}+\psi\right]\right\}-\frac{1}{3H^2}\left(\frac{\pi}{2H}\right)^{1/2}\cdot$ $\cdot\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}\omega^2}\{(\omega^2+\psi^2)^{3/4}\cdot K_{3/2}[H(\omega^2+\psi^2)^{1/2}]\}-\frac{1}{3H^2}\left(\frac{\pi}{2H}\right)^{1/2}\cdot$ $\cdot\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}\psi^2}\{(\omega^2+\psi^2)^{3/4}\cdot K_{3/2}[H(\omega^2+\psi^2)^{1/2}]\}\Big\}^2.$	 (j) magnetizare verticală.
11.	Semi-sferă.	$P_z(\omega,\psi) = (2\Delta\mathscr{J})^2\cdot\left(\frac{4}{3}\pi R^3\right)^2\cdot\frac{1}{120^2}\left\{4h^3\omega(8h+9R)K_{3/2}\left\{\frac{h}{2}\left[(\omega^2+\right.\right.\right.$ $\left.\left.\left.+\psi^2)^{1/2}-\psi\right]\right\}K_{3/2}\left\{\frac{h}{2}\left[(\omega^2+\psi^2)^{1/2}+\psi\right]\right\}+$ $+8\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}\omega^2}\left(\omega^3 K_{3/2}\left\{\frac{h}{2}\left[(\omega^2+\psi^2)^{1/2}-\psi\right]\right\}K_{3/2}\left\{\frac{h}{2}(\omega^2+\psi^2)^{1/2}+\psi\right]\right\}\right)-$ $-\frac{16}{h}\left(\frac{\pi}{2h}\right)^{1/2}\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}\omega^2}\{(\omega^2+\psi^2)^{5/4}\cdot K_{5/2}[h(\omega^2+\psi^2)^{1/2}]\}-\frac{8h-27R}{h^2}\left(\frac{\pi}{2h}\right)^{1/2}\cdot$ $\cdot\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}\omega^2}\{(\omega^2+\psi^2)^{5/4}\cdot K_{5/2}[h(\omega^2+\psi^2)^{1/2}]\}-\frac{8}{h^3}\left(\frac{\pi}{2h}\right)^{1/2}\cdot\frac{\mathrm{d}^4}{\mathrm{d}\omega^4}\{(\omega^2+\psi^2)^{5/4}\cdot$ $\cdot K_{5/2}[h(\omega^2+\psi^2)^{1/2}]\}-\frac{8h-27R}{h^2}\left(\frac{\pi}{2h}\right)^{1/2}\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}\psi^2}\{(\omega^2+\psi^2)^{5/4}\cdot$ $\cdot K_{5/2}[h(\omega^2+\psi^2)^{1/2}]\}-\frac{8}{h^3}\left(\frac{\pi}{2h}\right)^{1/2}\cdot\frac{\mathrm{d}^4}{\mathrm{d}\psi^4}\{[(\omega^2+\psi^2)^{5/4}K_{5/2}[h(\omega^2+\psi^2)^{1/2}]\}\Big\}^2.$	 (k) magnetizare verticală.

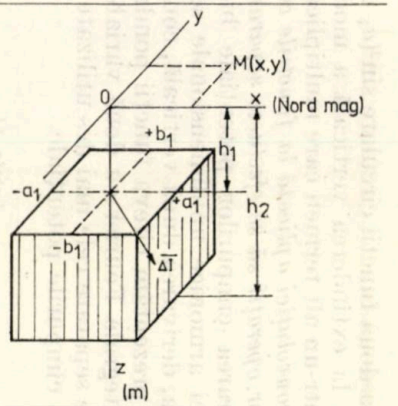
12. Paralelipiped dreptunghiular vertical semi-infinit și uniform magnetizat.

$$P_z(\omega,\psi) = 128\pi\Delta\mathcal{J}^2\cdot\sin^2 I_0\sin^2(a,\omega)\cdot\sin^2(b,\psi)\cdot h\left\{\frac{d}{d\omega}(\omega^2+\psi^2)^{-3/4}\cdot K_{3/2}[h(\omega^2+\psi^2)^{1/2}]\right\}^2 + 64\,\Delta\mathcal{J}^2\cos^2 I_0\sin^2(a,\omega)\cdot\sin^2(b,\omega)\cdot\left\{\frac{2\pi}{\omega\psi}e^{-h\omega} - \left(\frac{\pi}{2h}\right)^{1/2}\cdot(\omega^2+\psi^2)^{-1/4}\cdot K_{-1/2}[h(\omega^2+\psi^2)^{1/2}]\right\}^2$$



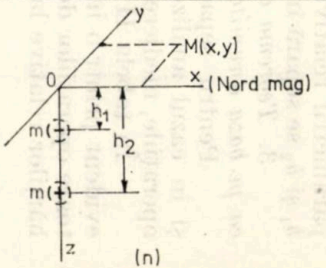
13. Paralelipiped dreptunghiular vertical, finit și uniform magnetizat.

$$P_z(\omega,\psi) = 128\pi\Delta\mathcal{J}^2\sin^2 I_0\sin^2(a,\omega)\cdot\sin^2(b,\psi)\left\{\frac{d}{d\omega}(\omega^2+\psi^2)^{-3/4}\cdot\left\{h_2^{1/2}K_{3/2}[h_2(\omega^2+\psi^2)^{1/2}] - h_1^{1/2}K_{3/2}[h_1(\omega^2+\psi^2)^{1/2}]\right\}^2 + 64\Delta I^2\cdot\cos^2 I_0\sin^2(a,\omega)\cdot\sin^2(b,\psi)\cdot\left\{\frac{2\pi}{\omega\psi}(e^{-h_1\omega} - e^{-h_2\omega}) - \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2}\cdot(\omega^2+\psi^2)^{-1/4}\cdot\frac{1}{\psi^2}\left\{h_1^{-1/2}K_{-1/2}[h_1[(\omega^2+\psi^2)^{1/2}] - h_2^{-1/2}\cdot K_{-1/2}[h_2(\omega^2+\psi^2)^{1/2}]\right\}\right\}^2$$



14. Dipol magnetic vertical.

$$P_z(\omega,\psi) = 8\pi m^2(\omega^2+\psi^2)^{1/2}\left\{\frac{1}{h_1^{1/2}}K_{1/2}[h_1(\omega^2+\psi^2)^{1/2}] - \frac{1}{h_2^{1/2}}K_{1/2}[h_2(\omega^2+\psi^2)^{1/2}]\right\}^2$$



emisfera nordică.

presii, în produsul a două funcţii circulare $\sin^2(a_1\,\omega)$ şi $\sin^2(b_1\psi)$, în timp ce parametrii relativi la extinderea verticală a modelului, adică adîncimile h_1 şi h_2 se separă într-un alt termen care multiplică pe primul.

3. *Teorema convoluţiei aplicată la funcţiile cu două variabile, permite ca pe baza anumitor operaţii să se efectueze separarea cîmpurilor potenţiale.*

Pentru separarea cîmpurilor potenţiale bidimensionale (hărţi) ca şi în cazul analizei armonice unidimensionale se aplică şi în acest caz operaţiile, medierea, derivarea după verticală, continuări în sus, în jos ş.a.

În tabela II prezentăm cîteva funcţii pondere şi de transfer, legate evident printr-o integrală Fourier cu două variabile ciclice şi corespunzătoare operaţiilor de separare cele mai des utilizate în practica interpretării hărţilor relative la cîmpurile potenţiale.

Tabela II

Funcţiile pondere şi de transfer relative la principalele operaţii de separare a cîmpurilor potenţiale. (separări de cîmpuri pe hărţi)

Nr. crt.	Denumirea operaţiei de separare.	Funcţia pondere : $W(x,y)$	Funcţia de transfer : $H(\omega,\ \psi)$.
1.	Derivata a doua după verticală.	$\dfrac{\partial^2}{\partial z^2} = -\left(\dfrac{\partial^2}{\partial x^2} + \dfrac{\partial^2}{\partial y^2}\right)$	$\omega^2+\psi^2$
2.	Formarea de combinaţii liniare (sumă ponderată) Meskö, 1965).	$\sum_{k=1}^{n} a_k g(x + x_k,\ y + y_k)$.	$\sum_{k=1}^{n} a_k\, e^{j(\omega x_k + \psi . y_k)}$.
3.	Derivata de ordinul m respectiv n în raport cu x respectiv y, multiplicare cu un factor de pondere şi sumare.	$\sum_m \sum_n a_{mn} \dfrac{\partial^{m+n}}{\partial x^m \partial y^n}$	$\sum_m \sum_n a_{mn} (j\omega)^m (j\psi)^n$
4.	Prelungirea analitică în sus la cota z, (Dean, 1958)	$\dfrac{z}{2\pi} \cdot \dfrac{1}{(z^2 + x^2 + y^2)^{3/2}}$	$e^{-z(\omega^2+\psi^2)^{1/2}} = e^{-z\rho}$.
5.	Prelungirea analitică în jos la cota $-z$; (Dean, 1958).	$\lim\limits_{\rho_0 \to \infty} \left[\dfrac{1}{2\pi} \int_0^{\rho_0} e^{z\rho}\, I_0(\rho\sqrt{x^2+y^2}) \underset{(\rho^2=\omega^2+\psi^2)}{.}\, \rho .\, d\rho\right]$	$e^{z(\omega^2+\psi^2)^{1/2}} = e^{z\rho}$.

Funcţiile pondere prezentate în cadrul tabela II, vor acţiona ca niste filtre care vor elimina anumite frecvenţe, nedorite. Astfel,

— operaţia de calculare a derivatei a doua după verticală avînd funcţia de transfer $H(\omega, \psi) = \omega^2 + \psi^2$, acţionează ca un filtru trece jos (taie sus) ;

— operaţia de formare de combinaţii liniare (mediere) ; avînd funcţia de transfer

$$H(\omega, \psi) = \sum_{k=1}^{n} a_k\, e^{j(\omega x_k + \psi y_k)}$$

acţionează ca un filtru trece sus (taie jos);

— operaţia de prelungire analitică în sus la cota z, avînd funcţia de transfer,

$$H(\omega,\psi) = e^{z(\omega^2+\psi^2)^{1/2}}$$

acţionează ca un filtru trece sus (taie jos);

— operaţia de prelungire analitică în jos la cota $-z$, avînd funcţia de transfer aproximativă,

$$H(\omega, \psi) = e^{z(\omega^2+\psi^2)^{1/2}}$$

acţionează ca un filtru trece sus (taie jos); ş.a.m.d.

Întocmai ca şi în cazul analizei armonice unidimensionale spectrul de frecvenţă filtrat corespunzător unui anumit model se obţine din simpla înmulţire a uneia din funcţiile de transfer menţionate în tabloul II, cu spectrul de frecvenţă relativ la mărimea geofizică şi modelul considerat.

4. *Prin introducerea coordonatelor polare, unele expresii ale spectrelor de putere relative la cîteva modele tridimensionale capătă o exprimare mai simplă.*

Iată cîteva expresii de spectre de putere conţinute în tabela I şi care capătă o formă simplificată dacă sînt scrise în coordonate polare,

a. *Mărimi gravimetrice*

— cilindrul vertical semi-infinit,

$$P_{g_x}(\rho, \theta) = (2K\Delta\sigma)^2(\pi R^2)^2 \frac{2\pi}{h} \rho\cos^2\theta\, [K_{-1/2}(h\rho)]^2$$

— cilindrul vertical finit,

$$P_{g_x}(\rho, \theta) = (2k\Delta\sigma)^2 \cdot(\pi R^2)^2 \rho \cdot\cos^2\theta\left[\left(\frac{2\pi}{h}\right)^{1/2} K_{-1/2}(h\rho) - \left(\frac{2\pi}{H}\right)^{1/2} K_{-1/2}(H\rho)\right]^2$$

b. *Mărimi magnetice*

— pol magnetic unic de masă magnetică -m (emisfera nordică),

$$P_z(\rho, \theta) = 4\pi m^2 \frac{1}{2h} \rho [K_{-1/2}(h\rho)]^2$$

— dipol magnetic vertical (emisfera nordică),

$$P_z(\rho, \theta) = 8\pi m^2 \rho \left[\frac{1}{h_1^{1/2}} K_{1/2}(h_1\, \rho) - \frac{1}{h_2^{1/2}} K_{1/2}(h_2\rho)\right]^2$$

Se constată din aceste expresii că funcţiile Bessel variază exclusiv radial şi că pentru modelele, cilindru vertical, finit şi semi-infinit, există o variaţie şi după unghiul θ, care, însă se reproduce în cele patru cadrane în timp ce pentru modelele pol şi dipol magnetic nu mai există această variaţie ci numai una radială.

CONCLUZII

Introducerea analizei Fourier (frecvențională, armonică) pentru interpretarea explorărilor gravimetrice, magnetice și aeromagnetice care s-a început în anul 1954, a condus la rezultate foarte încurajatoare care arată în principal că expresiile relative la diferite modele echivalente, scrise în exprimarea frecvențială, au un conținut informațional care poate fi extras și care este superior, din acest punct de vedere, celui conținut în expresiile scrise clasic.

În general conform noii imagini spectrale a unei anomalii gravimetrice, magnetice sau aeromagnetice, următoarele caracteristici se evidențiază,

— anumite date legate de model, respectiv corpul perturbant și care nu sînt evidente în imaginea anomaliei reprezentată clasic, sînt evidente în imaginea spectrală a acestuia, ceea ce face posibilă alegerea modelului cel mai corespunzător, pentru compararea cu rezultatul măsurătorilor de teren reprezentate și ele tot spectral;

— în conformitate cu imaginea spectrală a anomaliei este posibilă calcularea cu o precizie satisfăcătoare, a valorilor anumitor parametri relativi la corpul perturbant;

— parametrii relativi la modelul considerat, se separă în expresiile frecvenționale, în termeni diferiți ceea ce conferă acestei metode de interpretare o deosebită elasticitate în calcule;

— operațiile de separare a cîmpurilor potențiale (filtrare) se reduc în cazul reprezentării spectrale, la simple înmulțiri, ceea ce conferă metodei, o deosebită eficiență.

Metodele descrise pot să fie dezvoltate și rezultatele încurajatoare care au urmat aplicării acestei tehnici la explorările reale, confirmă că este vorba de o tehnică modernă cu mari posibilități.

Primit la redacție
la 6 februarie 1975

BIBLIOGRAFIE

1. C. A. Swartz, *Some geometrical properties of residual maps.* Geophysics, **19**, *1* (1954).
2. W. C. Dean, *Frequency analysis for gravity and magnetic interpretation.* Geophysics, **23**, *1* (1958).
3. C. W. Horton ș.a., *A statistical analysis of some aeromagnetic maps of the norhwestern canadian schield.* Geophysisc **29**, *4* (1964).
4. N. S. Neidell, *Spectral studies of marine geophysical profiles.* Geophysics, **31**, *1* (1966).
5. G. Troscov, *Primenenie preobrajenie Fouriera pri reșenii obratnoi problemi magnitnih i gravimetriceskih razvedok.* Prikladnaia geofizika, **30**, *162* (1961).
6. X. V. Gladki, *Razdelenie sumarnih gravitaționih polei kak protes ceastotnoi filtrații.* Prikladnaia geofizika, **25**, *114* (1960).
7. B. K. Bhattacharyya, *Magnetic anomay doue to prismshaped bodies with arbitrary polarization.* Geophysics, **29**, *4* (1964).
8. A. Spector, B. K. Bhattcharyya, *Energy density spectrum and autocorelation function of anomalies doue to simple magnetic models.* Geophysical Prospecting, **14**, *242* (1966).
9. M. Odegard, I. Berg, *Gravity interpretation using the Fourier integral.* Geophysics, **30**, *3* (1965).

10. C. E. Soloviov, V. C. Romanov, *Nekotorie voprosi ciastotnogo analiza magnetihi gravimetriceskih anomalii v elektronih ţifriceskih maşinah*. Akademia, Nauk SSSR Sibirskoe otdelenie, Sbornik geofiziki, Novosibirsk, **21**, *4* (1963).
11. B. K. Bhattcharyya, *Continuous spectrum of the total magnetic field anomaly doue to a rectangular prismatic body*. Geophysics, **31**, *1* (1966).
12. B. Sharma, L. P. Geldard, *Analysis of Gravity anomalies of twodimensional faulte using Fourier transforms*. Geophysical Prospecting, **16**, 77 (1968).
13. P. S. Naidu, *Spectrum to the potenţial field due to randomly distributed sources*. Geophysics, **33**, 337 (1968).
14. A. Spector, F. S. Grand, *Statistical modeles for interpreting aeromagnetic data*. Geophysics, **35**, 2 (1970).
15. D. Milcoveanu, *Expresiile mărimilor spectrale relative la modelele utilizate în interpretarea gravimetrică*. St. cerc. geol. geogr. geofiz., seria Geofiz., **9**, *1*, p. 39—71 (1970).
16. D. Milcoveanu, *Expresiile mărimilor spectrale relative la modelele utilizate în interpretarea magnetometrică*. St. cerc. geol. geogr. geofiz. Geofiz., **9**, *2*, p. 297—322 (1971).
17. D. Milcoveanu, *Contribuţii la interpretarea explorărilor gravimetrice pe baza analizei de frecvenţă*. Rev. petrol şi gaze **5**, 269—277 (1971).
18. D. Milcoveanu, *Beitrage zur Auswertung gravimetrischer Messungen mit Hilfen Frequenzanalyse*. Zeiteschrift fur angewandte Geologie, **18**, *1*, 25—33 (1972).
19. P. S. Naidu, *Statistical structure of aeromagnetic field*. Geophysics, **35**, *2* (1970).
20. D. Milcoveanu, *Contribuţii la metodele de interpretare pe baza analizei armonice a prospecţiunilor gravimetrice şi magnetice*. St. cerc. geol. geogr. geofiz. seria Geofiz., **11**, **1**, p. 23—34 (1973).
21. D. Milcoveanu, *Analiza spectrală a modelului strat înclinat bidimensional semi-infinit*. St. cerc. geol. geogr. geofiz. seria Geofiz., **2**, *10*, p. 185—205 (1972).
22. D. Milcoveanu, *Formulas useful in the interpretation of aeromagnetic profiles*. Revue roumaine de geol. geopys. et geogr. serie geophysique, **17**, *2*, p. 117—222 (1973).
23. C. A. Mesko, *Two — dimensional filtering and the second derivative method*. Geophysics, **31**, *3* (1966).
24. C. A. Mesko, *Some notes concerning the frequency analysis for gravity interpretation*. Geophysical Prospecting, *3* (965).
25. K. V. Gladki, *Razdelenie summarnih gravitationih polei cac protes ciastatnoi filtraţii;* Prikladnaia geofizika, *25* (1960).
26. D. C. Fraser. ş.a., *Some numerical techniques for aplication in mining exploration*. Geophysics, **31**, *6* (1966).
27. A. Angot, *Compléments de mathématiques*. Ed. de la revue de optique, Paris, 1961.

UNE SYNTHÈSE DES MODÈLES ET DES DIAGRAMMES SPECTRAUX UTILE À L'INTERPRÉTATION, SUR LA BASE DE L'ANALYSE DE FOURIER, DES EXPLORATIONS GRAVIMÉTRIQUES ET MAGNÉTIQUES

(RÉSUMÉ)

Dans une étude antérieure (St. Cerc. Geol. Geogr. Geofiz. t. 13, 1975) on a présenté la technique d'interprétation ayant comme base l'analyse de Fourier et la comparaison de l'anomalie réelle avec une autre théorique due à un modèle équivalent.

Dans la présente étude il est question de la même technique mais pour le cas des cartes géophysiques.

On présente (tableau I) pour les grandeurs gravimétriques et magnétométriques les expressions spectrales (le spectre de force) relatives aux principaux modelès équivalents à trois dimensions et sont mentionnées quelques propriétés et caractéristiques comme par exemple, la possibilité de choisir le modèle, la séparation des champs potentiels et d'autres.

FUNCȚIA DE AUTOCORELAȚIE ȘI NOI POSIBILITĂȚI DE UTILIZARE ÎN INTERPRETAREA GEOFIZICĂ *)

DE

D. MILCOVEANU

Institutul de subingineri — Hunedoara

Noțiunea fundamentală de autocorelație a fost definită, din punct de vedere matematic, încă din secolul XIX de către Green și Duhamel și a fost utilizată pentru prima oară în 1921 de G. I. Taylor pentru studiul fizic al mișcării turbionare a fluidelor. Începînd cu anul 1930 s-au pus bazele matematice ferme ale analizei armonice (frecvențiale, Fourier) a proceselor continue. Astfel, pe baza teoremei lui Wiener-Hincin s-a demonstrat că funcția de autocorelație și spectrul puterii unei funcții de variabilă oarecare, timp sau spațiu, formează o pereche de transformate Fourier, conținînd aceeași informație însă descrisă în mod diferit.

Contribuții mai recente privind analiza armonică și în special proprietățile și posibilitățile, funcției de autocorelație și spectrului de putere sînt aduse de R. H. Black Man și S. W. Tukey (1) precum și de M. S. Bartlett (2) ș.a.

Odată cu introducerea în 1954 de către C. A. Swartz a procedeelor analizei armonice pentru interpretarea anomaliilor cîmpurilor potențiale, evaluarea și studiul funcțiilor de autocorelație, de corelație încrucișată și a spectrelor de putere devin operații din ce în ce mai importante pentru interpretarea prospecțiunilor gravimetrice, magnetometrice și aeromagnetice, părînd să constituie o problemă deosebită în studiul statistic al acestora. Pentru evaluarea și utilizarea eficientă a acestor importante mărimi statistice este necesară cunoașterea procedeelor de evaluare și analiză, în lumina teoriilor analizei armonice, acordată la specificul geofizic. Cînd aceste procedee sînt combinate cu talent, ele asigură o bază pentru dezvoltarea unei interpretări eficiente a anomaliilor descoperite pe teren.

Studiul prezentat încearcă să evidențieze ideile și procedeele practice, cu amănuntele corespunzătoare pentru efectuarea unei interpretări conduse pe baza cunoașterii și înțelegerii noțiunii fundamentale, care este funcția de autocorelație. În general, în sistemele fizice, funcția de autocorelație ca și spectrul de putere care se evaluează, în mod obișnuit, pe baza primei noțiuni, au aspecte ușor de citit și înțeles, existînd chiar o completare reciprocă, în ceea ce privește evidențierea caracteristicilor, ele fiind direct influențate de parametrii de bază, oricare ar fi aceștia și care caracterizează anomalia interpretată, ceea ce nu s-ar putea obține în cazul unei interpretări conduse pe baze clasice.

În general lanțul fazelor studiului statistic al unei funcții așa cum indică teoria comunicațiilor (1) conține și pe aceia a comparării înregistrărilor fizice cu funcții sintetizate teoretic precum și selecționarea, ghidată teoretic corespunzător, a celei mai bune versiuni în vederea extragerii de informații cantitative.

*) Comunicare prezentată la cel de al IX-lea Simpozion Național de Prospecțiuni Geofizice și Fizica Scoarței Globului, 1—4 nov., 1976, București.

ST. CERC. GEOL., GEOFIZ., GEOGR., GEOFIZICA, TOM. 16, P. 127—167, BUCUREȘTI, 1978

Existența acestei faze operative în aplicațiile practice ale teoriei informaționale a condus la utilizarea și multiplicarea numărului de modele echivalente cunoscute și care pot fi utilizate eficient în interpretarea anomaliilor cîmpurilor potențiale.

Aspectul modelelor echivalente, din punct de vedere al expresiilor funcțiilor de autocorelație, va constitui caracteristica acestui studiu.

PROPRIETĂȚI ȘI CARACTERISTICI ALE FUNCȚIEI DE AUTOCORELAȚIE

Una din caracteristicile importante ale funcției de autocorelație este următoarea : atunci cînd semnalul (anomalia) prezintă porțiuni care seamănă între ele, adică semnalul se repetă, dar acest lucru este greu de observat pe funcția originală, funcția de autocorelație permite punerea în evidență a repetării semnalului. Într-adevăr, ori de cîte ori n ia valori egale cu decalajul dintre porțiunile asemănătoare ale semnalului, funcția de autocorelație va fi maximă. În cazul unui semnal care nu prezintă asemănări ale diverselor porțiuni ale sale, funcția de autocorelație va fi îngustă și ascuțită. Se spune în ultimul caz că nu există corelație în cadrul semnalului original.

Funcția de autocorelație mai este caracterizată și prin următoarele proprietăți,

— funcția de autocorelație este întotdeauna pară, adică,

$$C(n) = C(-n) \text{ respectiv } C(n, v) = C(-n, -v)$$

— funcția de autocorelație asociată unei sume de funcții originale $G_i(x)$, se obține prin simpla însumare a funcțiilor de autocorelație $C_i(n)$, relative la fiecare componentă considerată separat, adică,

$$C(n) = \sum_i C_i(n)$$

— funcția de autocorelație a derivatei funcției originale $G'(x)$, este egală cu minus a doua derivată a funcției de autocorelație a funcției originale $C_G(n)$, adică,

$$C_{G'}(n) = -\frac{\mathrm{d}^2 C_G(n)}{\mathrm{d}n^2}$$

— funcția de autocorelație a produsului a două procese statistice alăturate $G(x) \cdot Q(x)$ este egală cu produsul funcțiilor lor de autocorelație, adică,

$$C_{G \cdot Q}(n) = C_G(n) \cdot C_Q(n)$$

— valoarea absolută a funcției de autocorelație nu depășește niciodată valoarea variației, adică,

$$C(0) > C(n) \text{ pentru } n \neq 0$$

Funcțiile de autocorelație a principalelor modele echivalente. În literatura de specialitate [5 ; 6 ; 7 ; 8 ; 9 și 10] au fost publicate expresiile spectrelor de amplitudine, respectiv a spectrelor de putere relative la cîteva modele echivalente utilizate în interpretare. Publicații care să prezinte expresiile funcțiilor de autocorelație sînt mai puține ca număr (11 ; 12 ; 13 ; 14 ; 15). În tabelele I—IV sînt prezentate sub forma unei sinteze expresiile funcțiilor de autocorelație, modele bi și tri-dimensionale, simple și complexe, relative la mărimile gravimetrice, magnetometrice și aeromagnetice în interpretarea geofizică.

Primit la redacție la 21 noiembrie 1975.

G_2	Δg mgal.	G_2	Δg mgal.	G_2	Δg mgal.
G_0	7	G_9	18,8	G_{18}	3,8
G_1	8,4	G_{10}	18,4	G_{19}	2,8
G_2	9,8	G_{11}	16,7	G_{20}	1,8
G_3	11,2	G_{12}	13,8	G_{21}	1,2
G_4	12,6	G_{13}	11,4	G_{22}	0,6
G_5	14	G_{14}	9,4	G_{23}	0,3
G_6	15,4	G_{15}	7,6	G_{24}	0,2
G_7	16,9	G_{16}	6,2	G_{25}	0.
G_8	18,2	G_{17}	5		

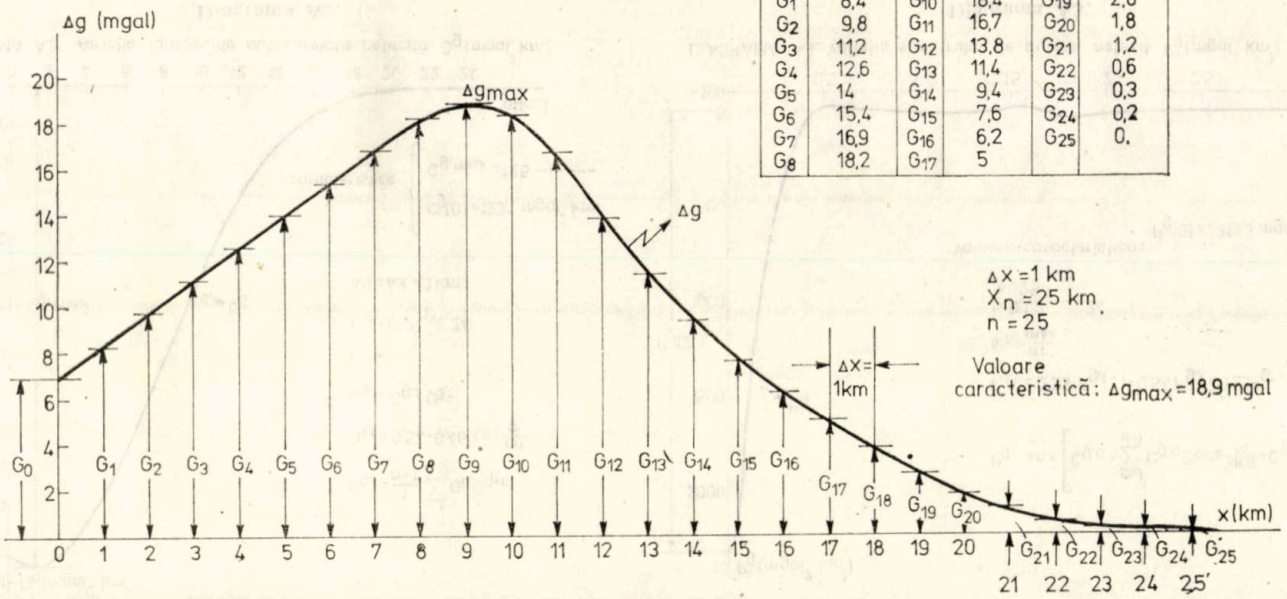


DIAGRAMA A1. Variația (anomalia) gravitației Δg(mgal).

Diagrama A1.

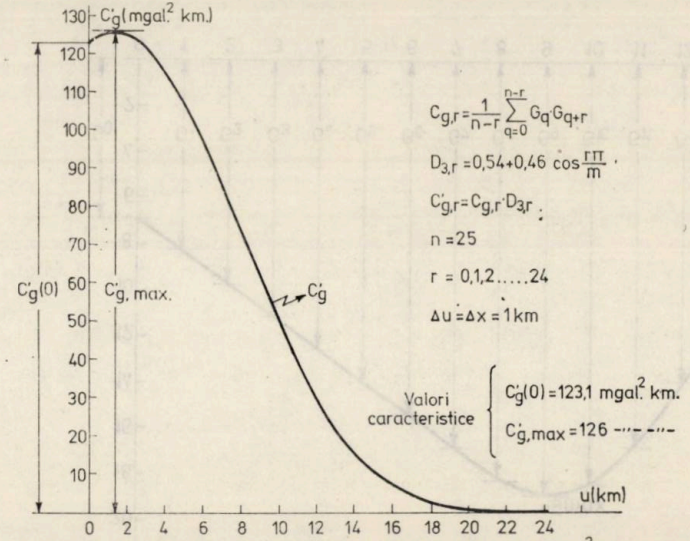


DIAGRAMA A2. Variația funcției de autocorelație netezită C'_g(mgal.^{2} km.)

Diagrama A2.

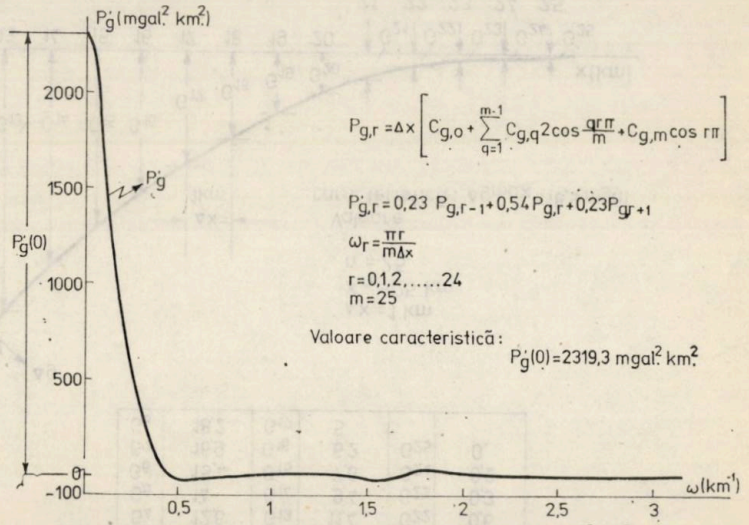
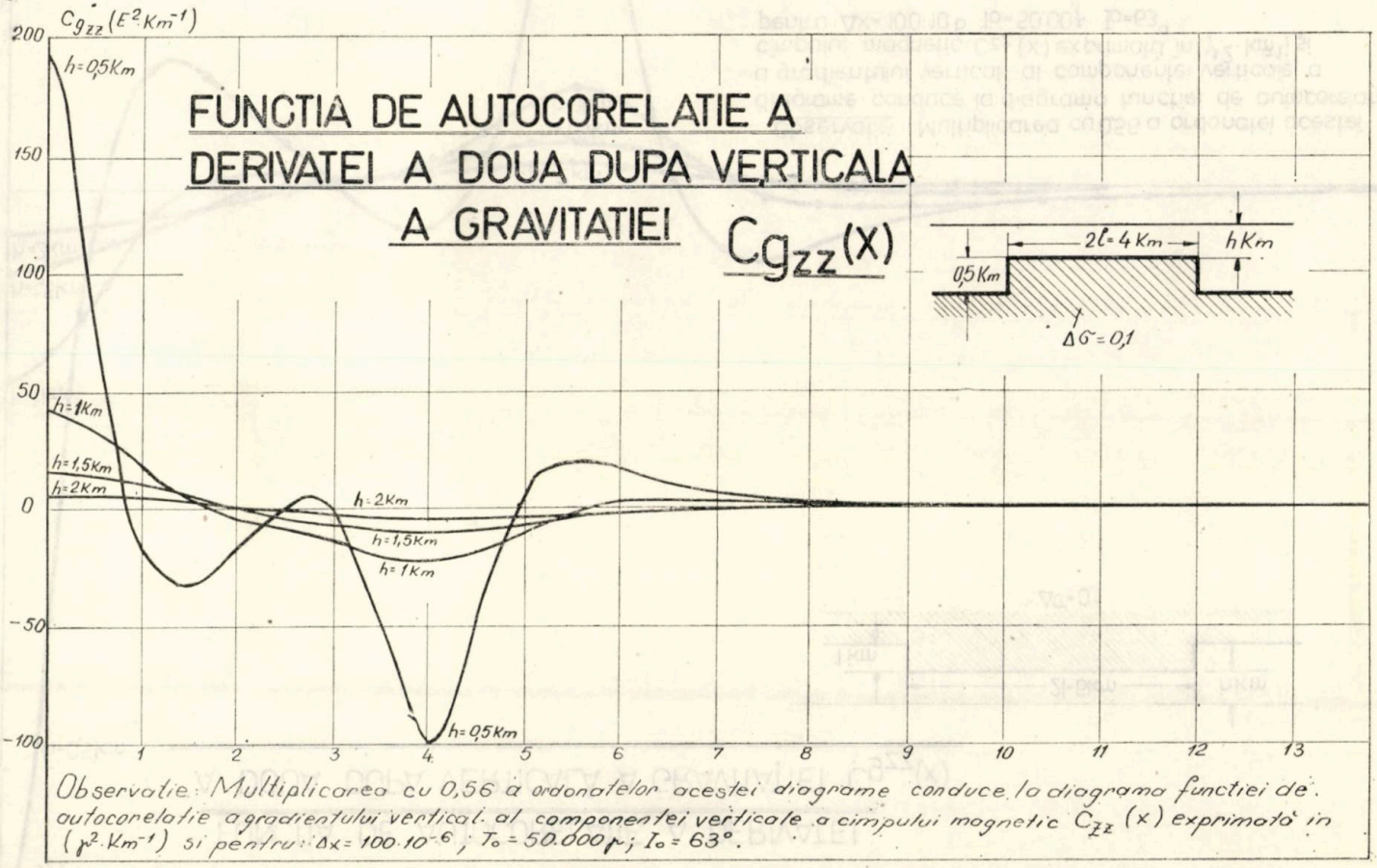


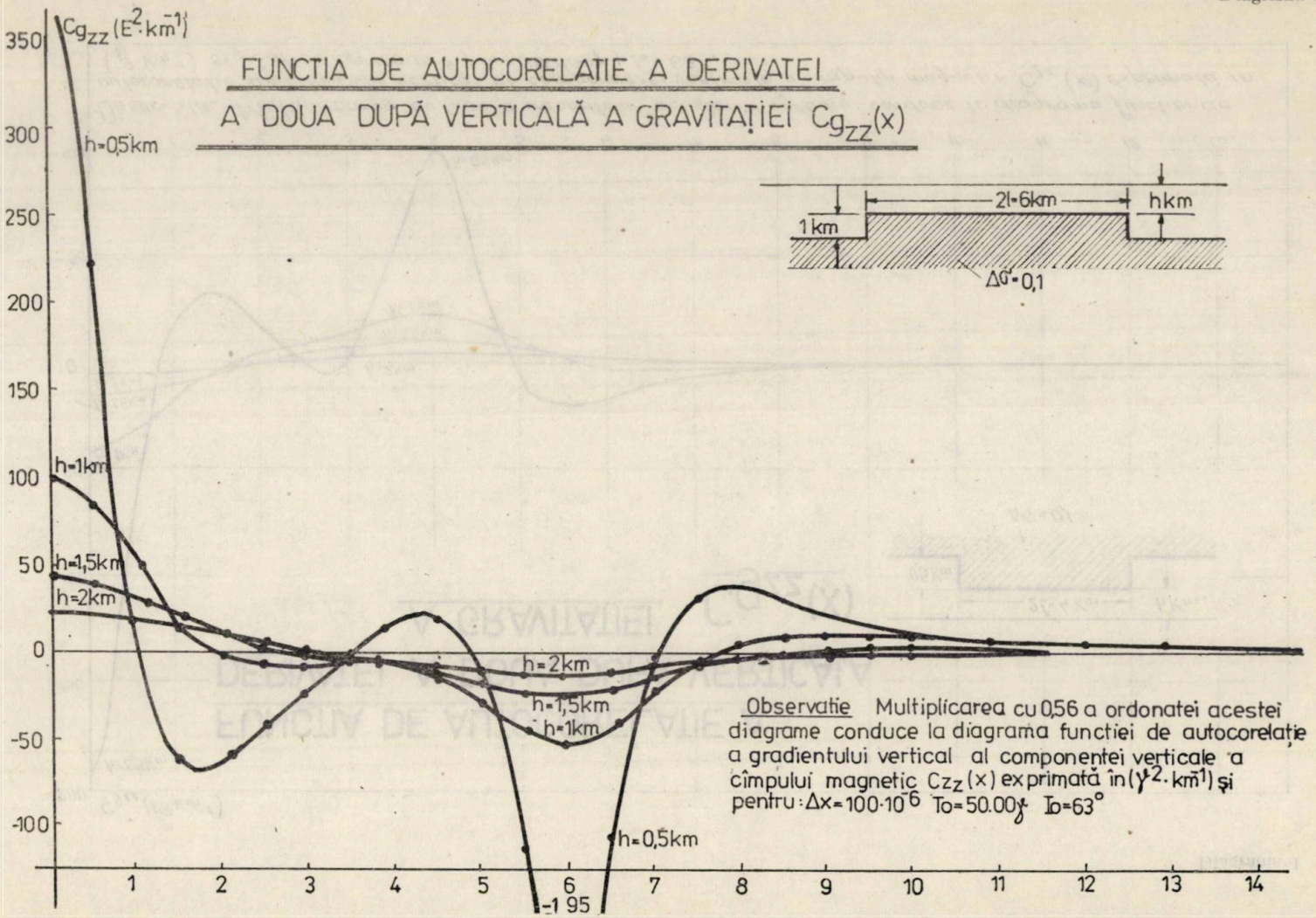
DIAGRAMA A3. Variația spectrului de putere netezit P'_g(mgal.^{2} km.^{2})

Diagrama A3.

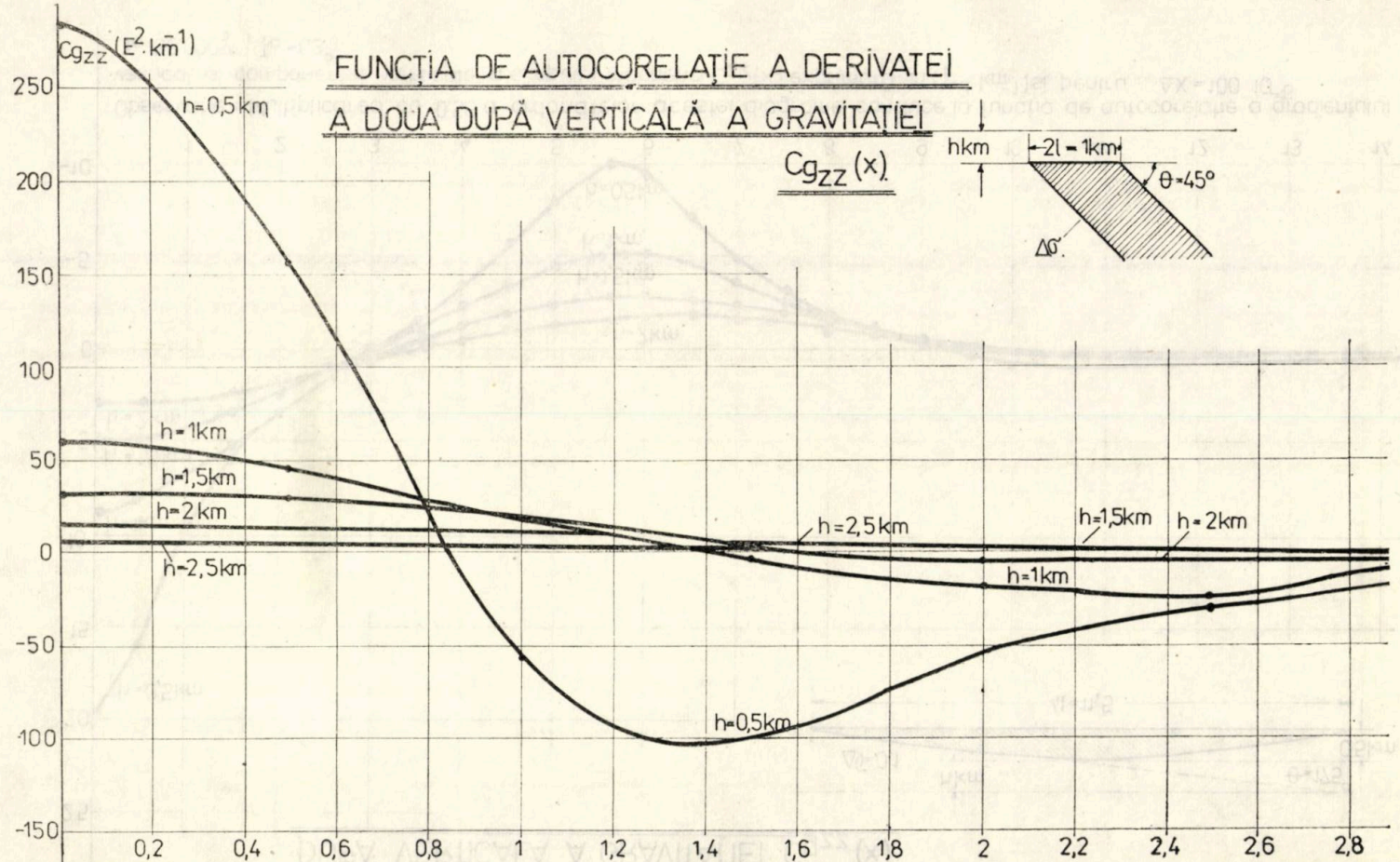


Observatie: Multiplicarea cu 0,56 a ordonatelor acestei diagrame conduce la diagrama functiei de autocorelatie a gradientului vertical al componentei verticale a cimpului magnetic $C_{zz}(x)$ exprimată în $(\gamma^2 \cdot Km^{-1})$ si pentru: $\Delta x = 100 \cdot 10^{-6}$; $T_o = 50.000\gamma$; $I_o = 63°$.

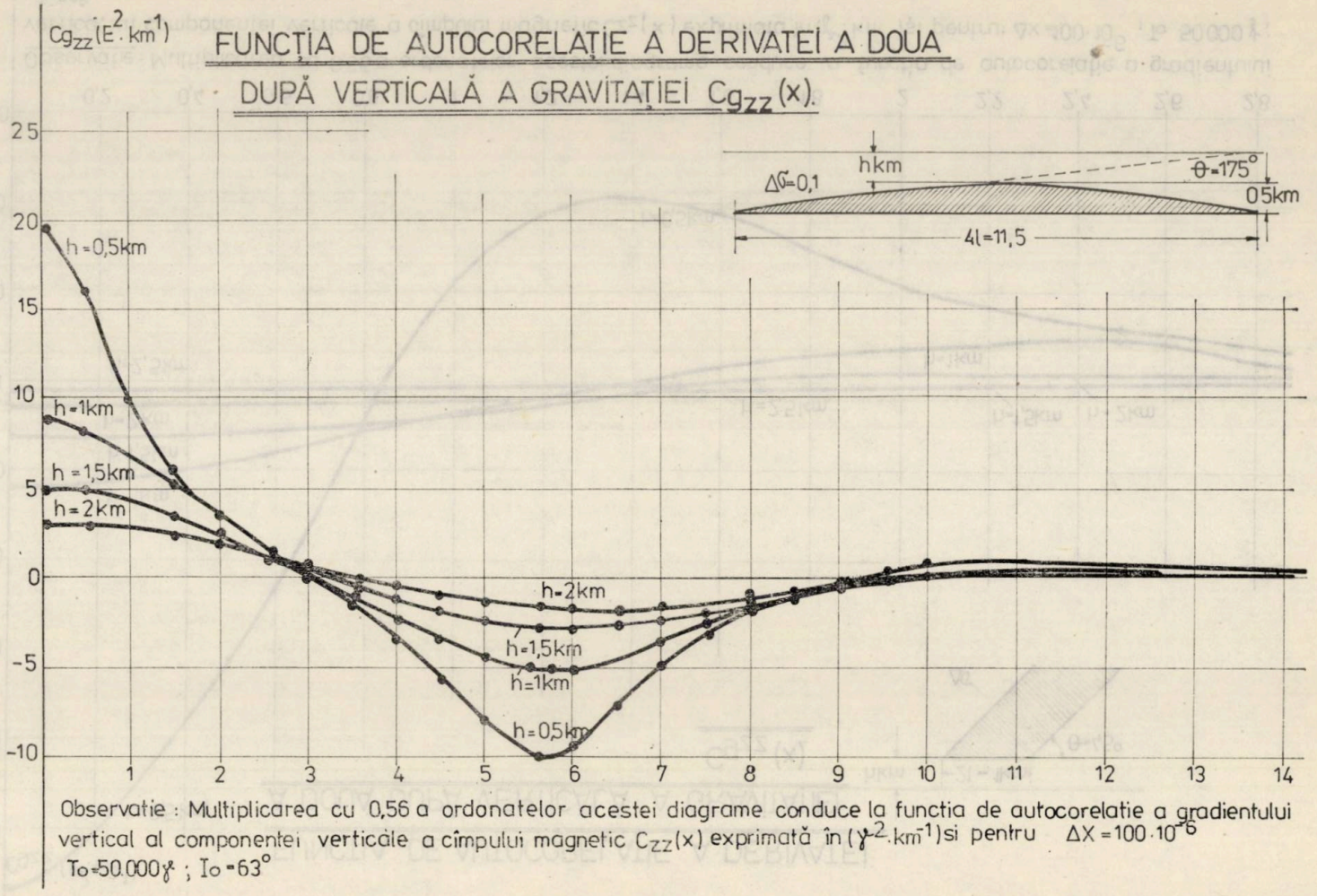
FUNCTIA DE AUTOCORELATIE A DERIVATEI A DOUA DUPĂ VERTICALĂ A GRAVITAȚIEI $Cg_{zz}(x)$



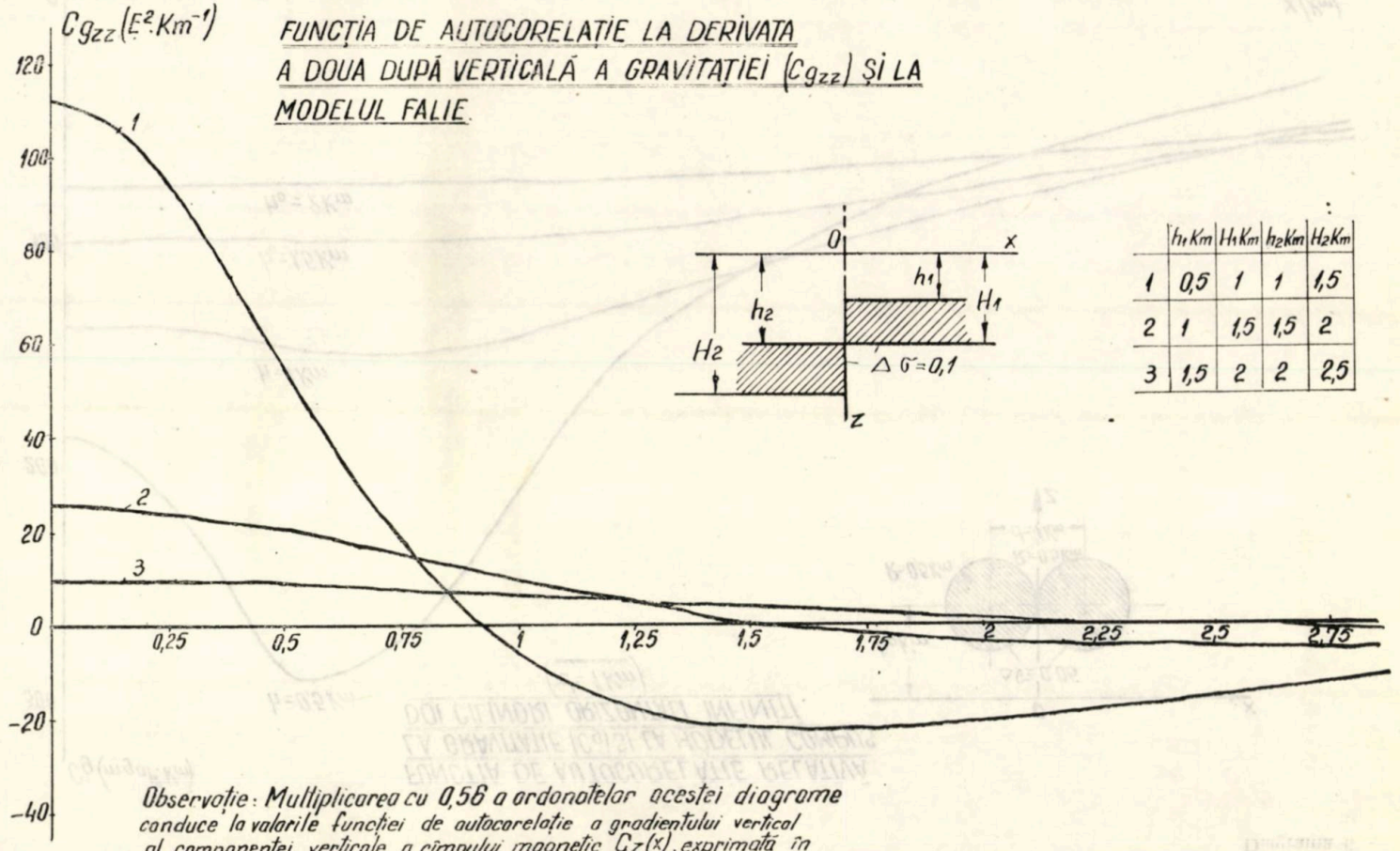
Observație Multiplicarea cu 0,56 a ordonatei acestei diagrame conduce la diagrama funcției de autocorelație a gradientului vertical al componentei verticale a cîmpului magnetic $Cz_z(x)$ exprimată în $(\gamma^2 \cdot km^{-1})$ și pentru: $\Delta x = 100 \cdot 10^{-6}$ To=50.000γ Io=63°



Observație: Multiplicarea cu 0,56 a ordonatelor acestei diagrame conduce la funcția de autocorelație a gradientului vertical al componentei verticale a cîmpului magnetic $Cz_z(x)$ exprimată în ($\gamma^2 \cdot km^{-1}$) și pentru: $\Delta x = 100 \cdot 10^{-6}$, To 50.000 γ; I=63°.



Observatie : Multiplicarea cu 0,56 a ordonatelor acestei diagrame conduce la functia de autocorelatie a gradientului vertical al componentei verticale a cîmpului magnetic $C_{zz}(x)$ exprimată în $(\gamma^2 \cdot km^{-1})$ si pentru $\Delta X = 100 \cdot 10^{-6}$ T_o=50.000 γ ; I_o=63°



FUNCȚIA DE AUTOCORELAȚIE LA DERIVATA A DOUA DUPĂ VERTICALĂ A GRAVITAȚIEI (Cg_{zz}) ȘI LA MODELUL FALIE.

	h_1 Km	H_1 Km	h_2 Km	H_2 Km
1	0,5	1	1	1,5
2	1	1,5	1,5	2
3	1,5	2	2	2,5

Observație: Multiplicarea cu 0,56 a ordonatelor acestei diograme conduce la valorile funcției de autocorelație a gradientului vertical al componentei verticale a cîmpului magnetic $C_Z(x)$, exprimată în $(\gamma^2 \cdot Km^{-1})$ și pentru : $\Delta X = 100 \cdot 10^{-6}$; $T_o = 50\,000\gamma$; $I_o = 63°$.

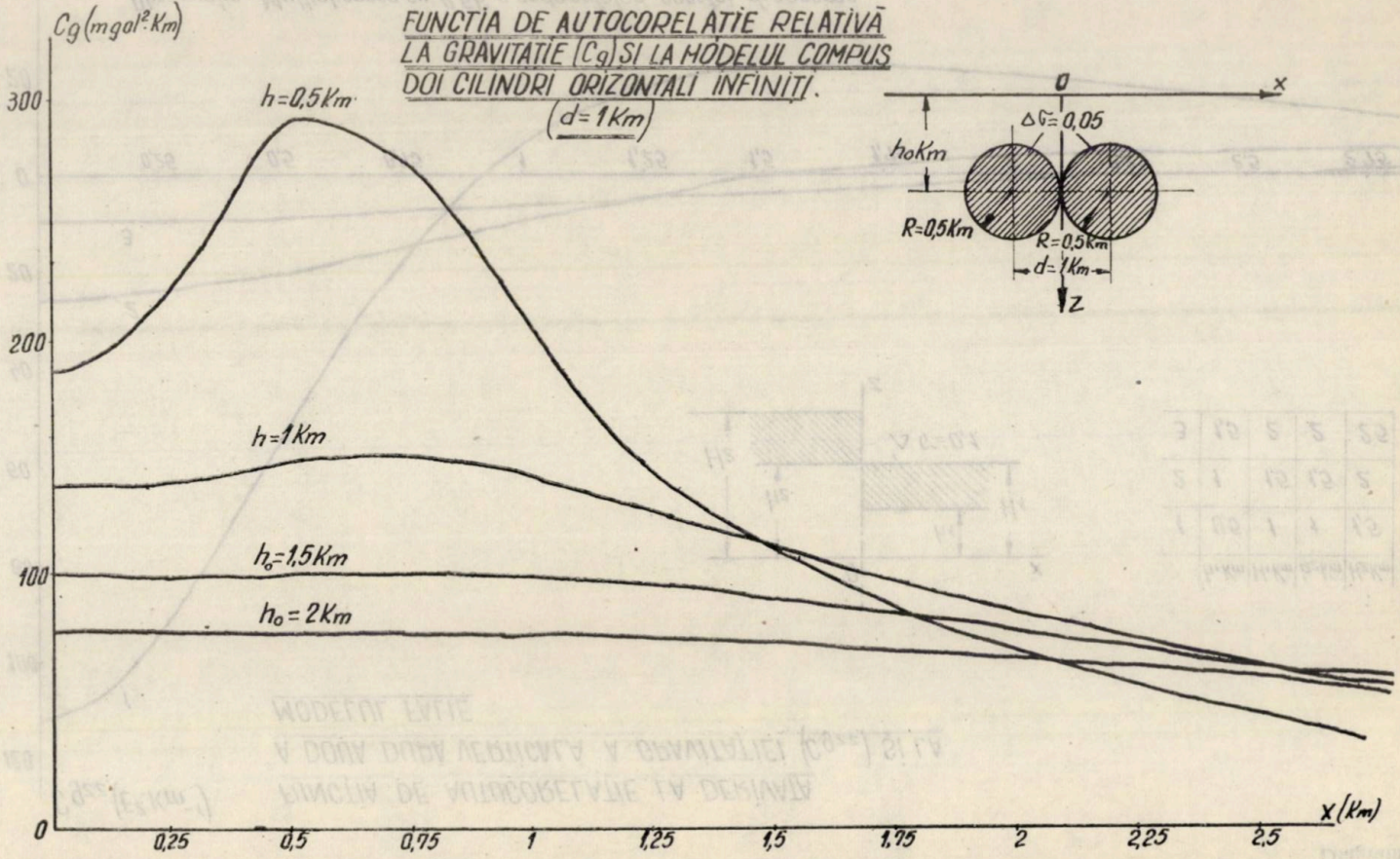
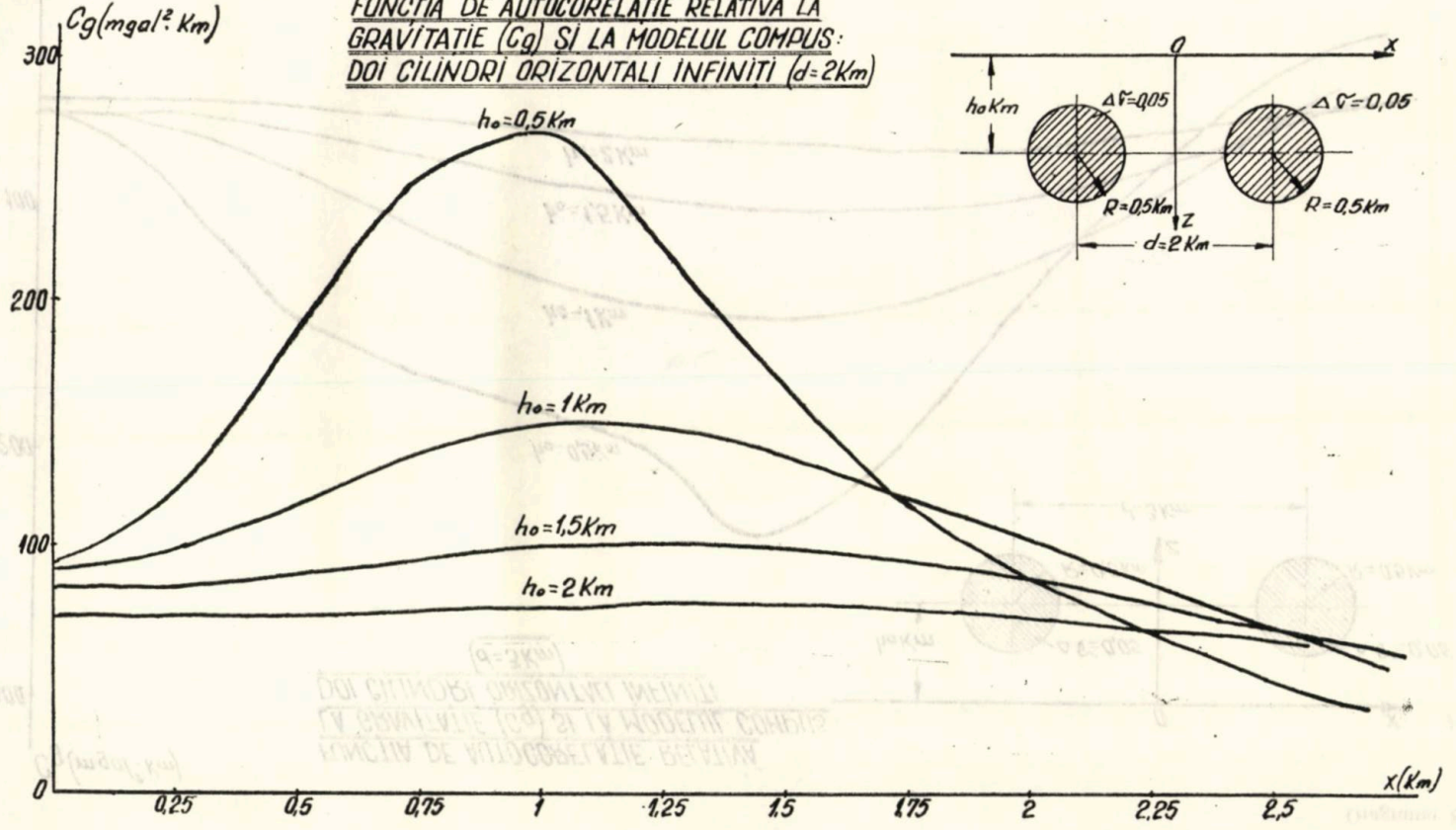
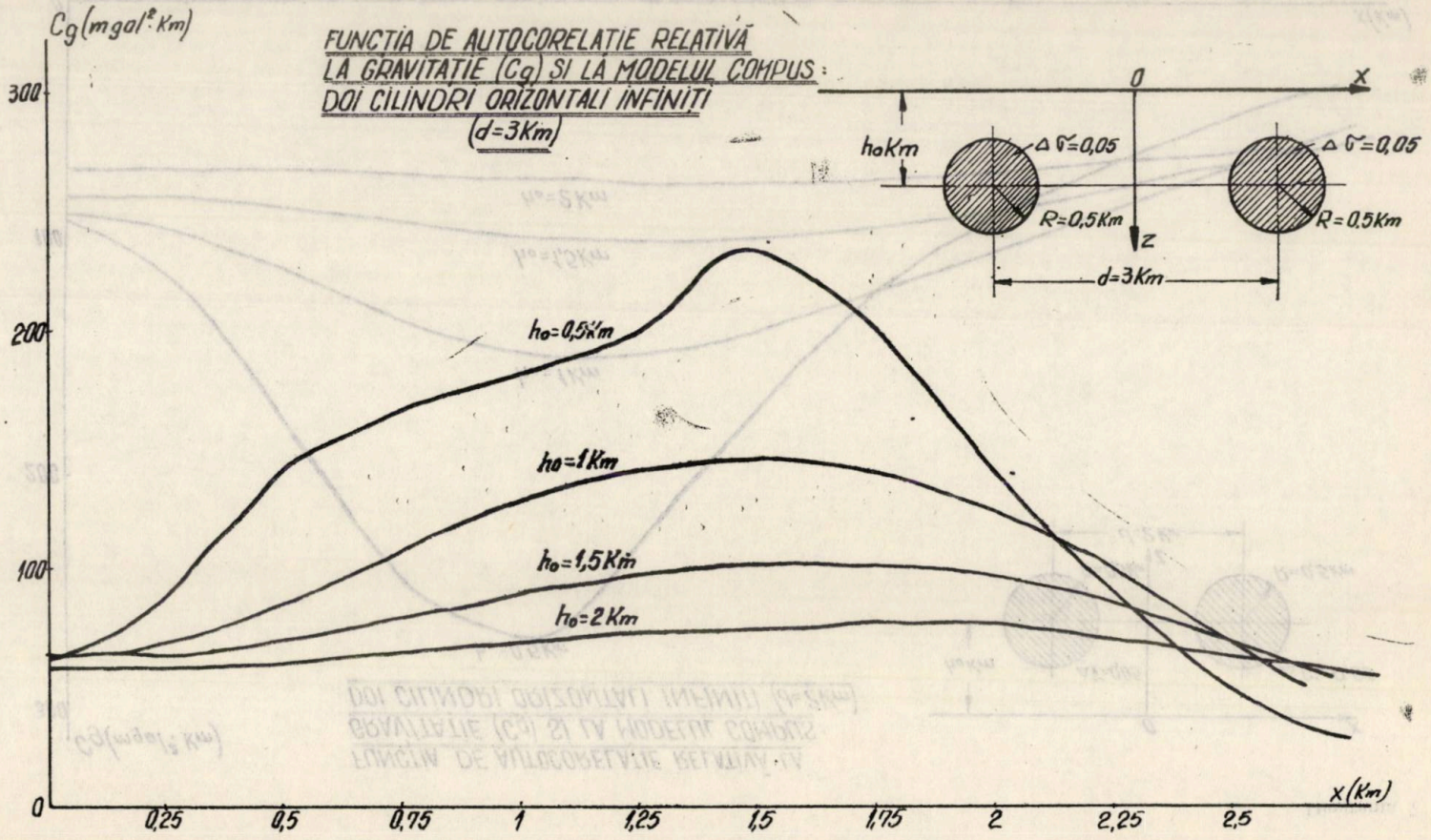
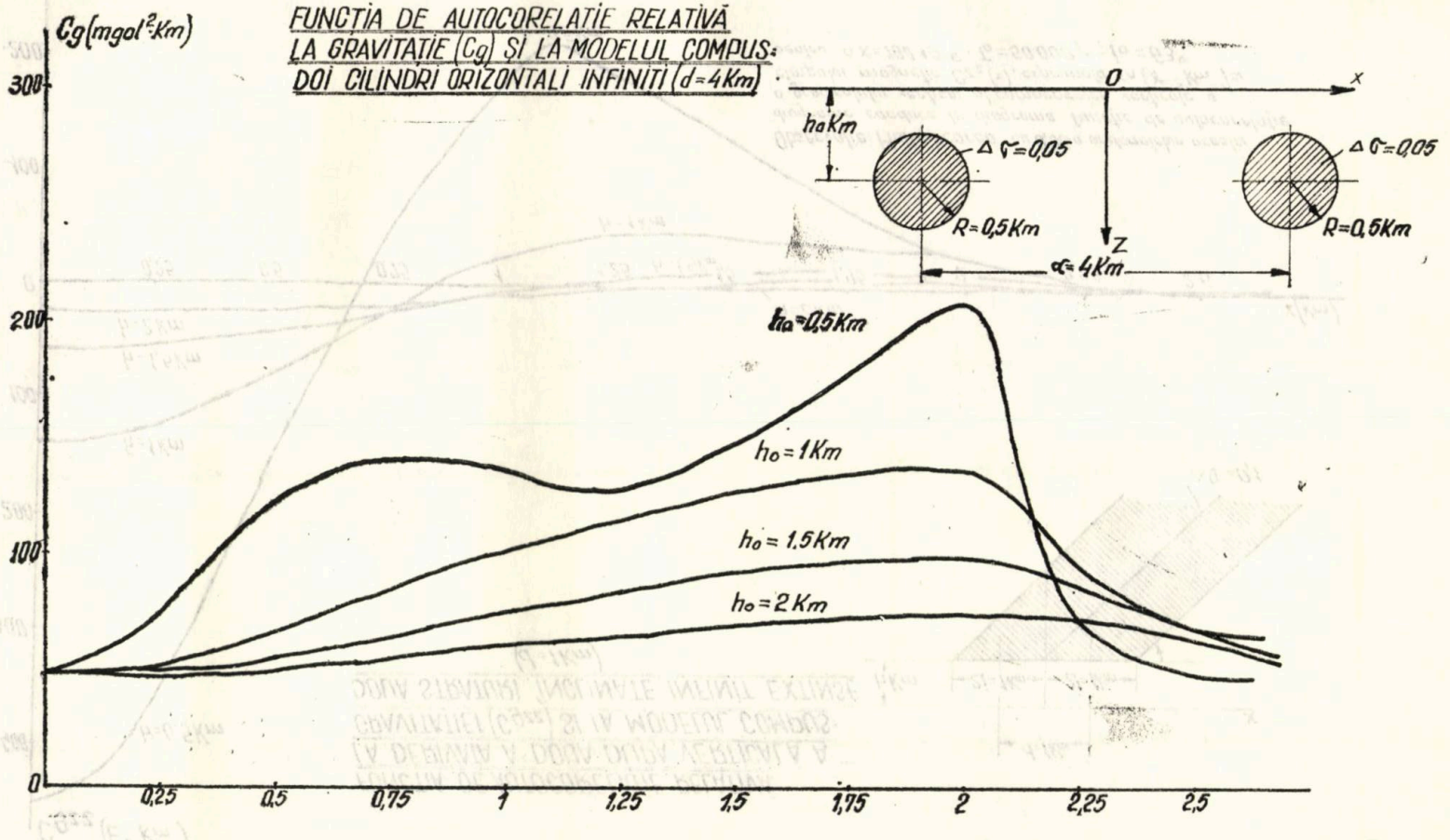
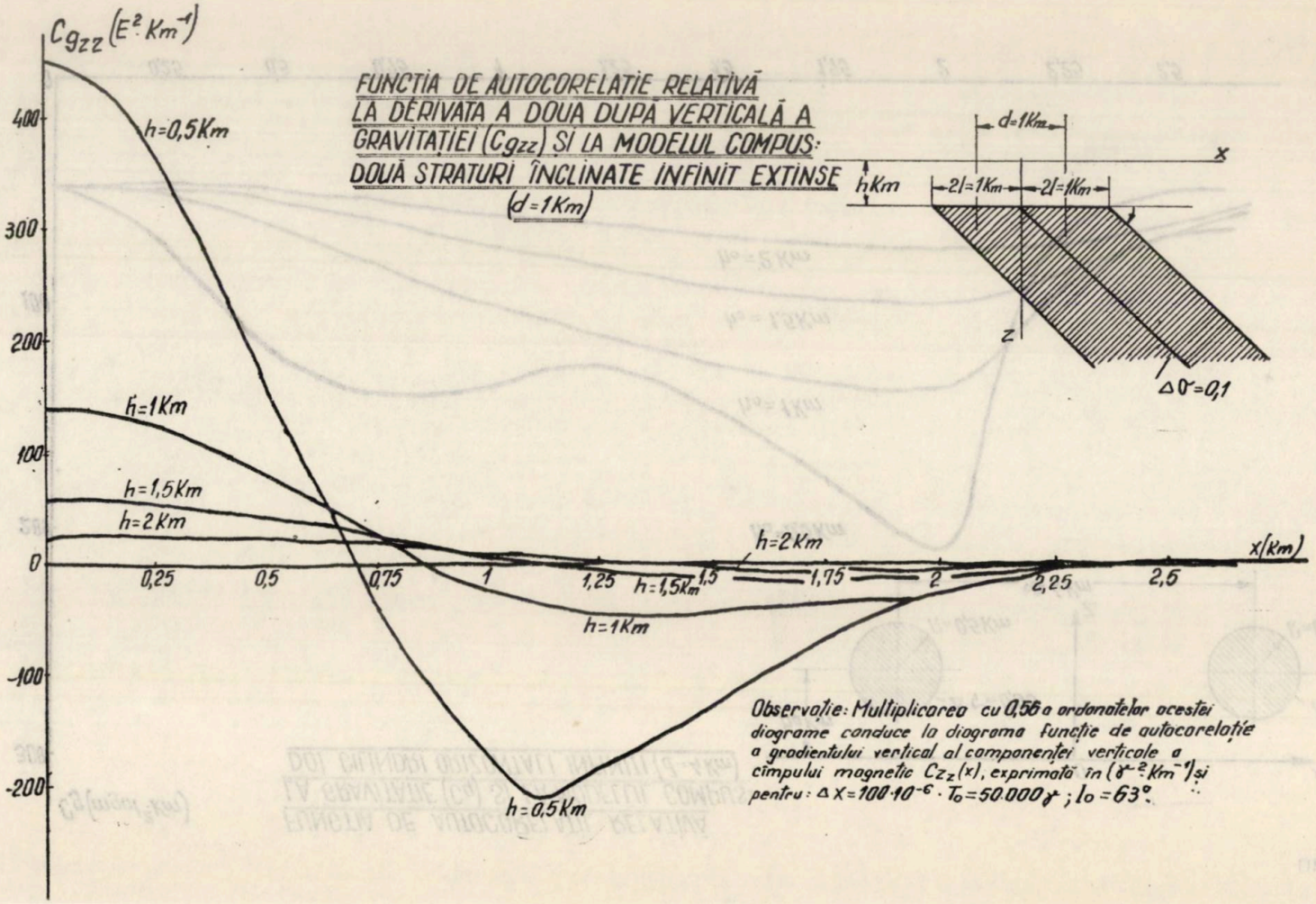

FUNCȚIA DE AUTOCORELAȚIE RELATIVĂ
LA GRAVITAȚIE (Cg) SI LA MODELUL COMPUS
DOI CILINDRI ORIZONTALI INFINIȚI.
(d=1Km)
Cg (mgal²·Km)
300
200
100
0
h=0,5Km
h=1Km
h₀=1,5Km
h₀=2Km
0,25
0,5
0,75
1
1,25
1,5
1,75
2
2,25
2,5
x (Km)
0
x
Δσ=0,05
h₀Km
R=0,5Km
R=0,5Km
d=1Km
z

Diagrama 7

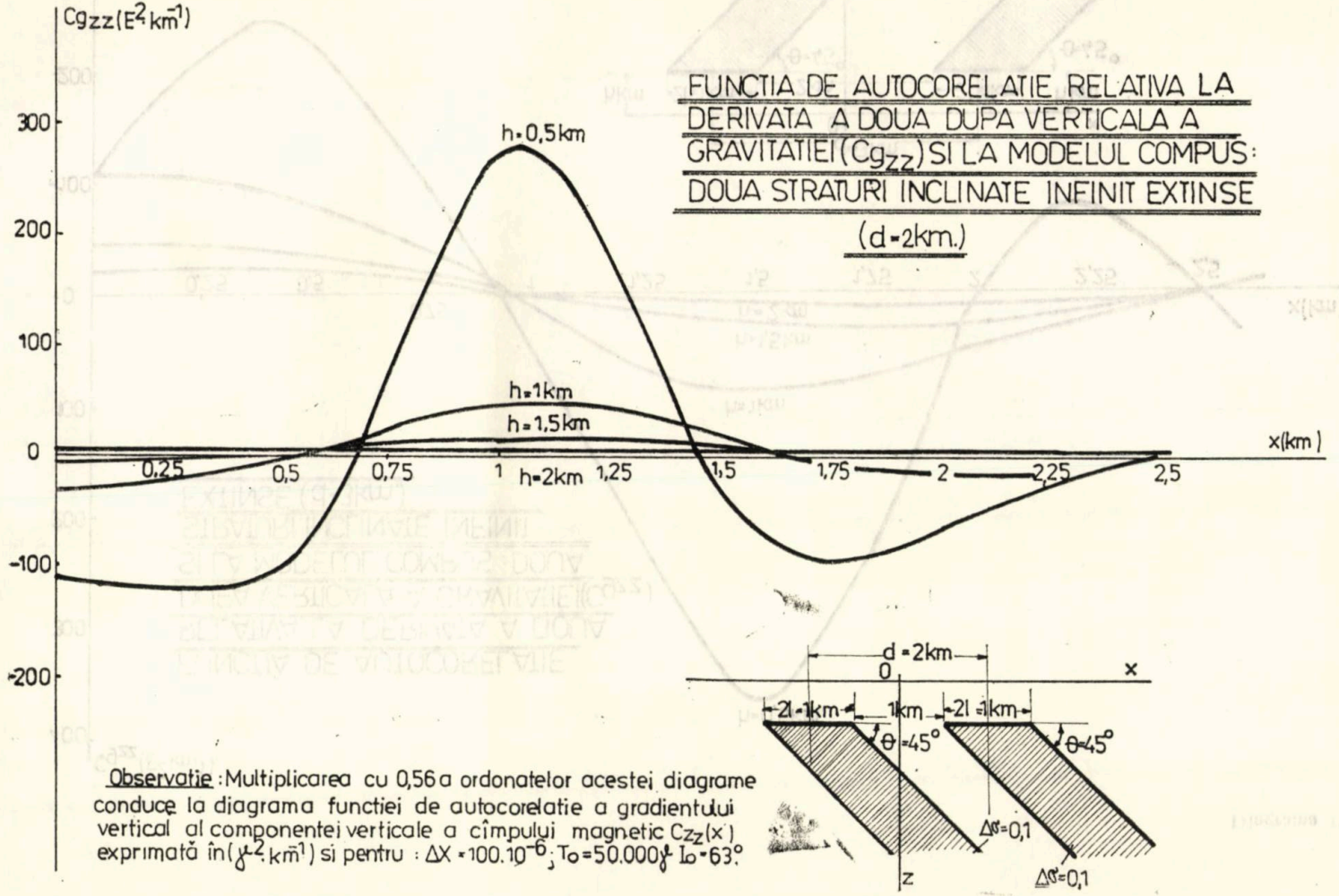

FUNCTIA DE AUTOCORELATIE RELATIVĂ LA GRAVITATIE (Cg) ŞI LA MODELUL COMPUS: DOI CILINDRI ORIZONTALI INFINITI (d=2Km)
Cg(mgal². Km)
300
200
100
0
h₀=0,5 Km
h₀=1 Km
h₀=1,5 Km
h₀=2 Km
0,25
0,5
0,75
1
1,25
1,5
1,75
2
2,25
2,5
x(Km)
0
x
h₀ Km
Δσ=0,05
Δσ=0,05
R=0,5Km
R=0,5Km
z
d=2 Km


Cg(mgal²·Km)
FUNCȚIA DE AUTOCORELAȚIE RELATIVĂ
LA GRAVITAȚIE (Cg) ȘI LA MODELUL COMPUS:
DOI CILINDRI ORIZONTALI INFINIȚI
(d=3Km)
O
X
h₀Km
Δσ=0,05
Δσ=0,05
R=0,5Km
R=0,5Km
Z
d=3Km
h₀=0,5Km
h₀=1Km
h₀=1,5Km
h₀=2Km
300
200
100
0
0,25
0,5
0,75
1
1,25
1,5
1,75
2
2,25
2,5
X(Km)


Cg(mgal²·Km)
FUNCȚIA DE AUTOCORELAȚIE RELATIVĂ
LA GRAVITAȚIE (Cg) ȘI LA MODELUL COMPUS:
DOI CILINDRI ORIZONTALI INFINIȚI (d=4Km)
0
x
h₀Km
Δσ=0,05
R=0,5Km
Z
d=4Km
Δσ=0,05
R=0,5Km
h₀=0,5Km
h₀=1Km
h₀=1,5Km
h₀=2Km
300
200
100
0
0,25
0,5
0,75
1
1,25
1,5
1,75
2
2,25
2,5



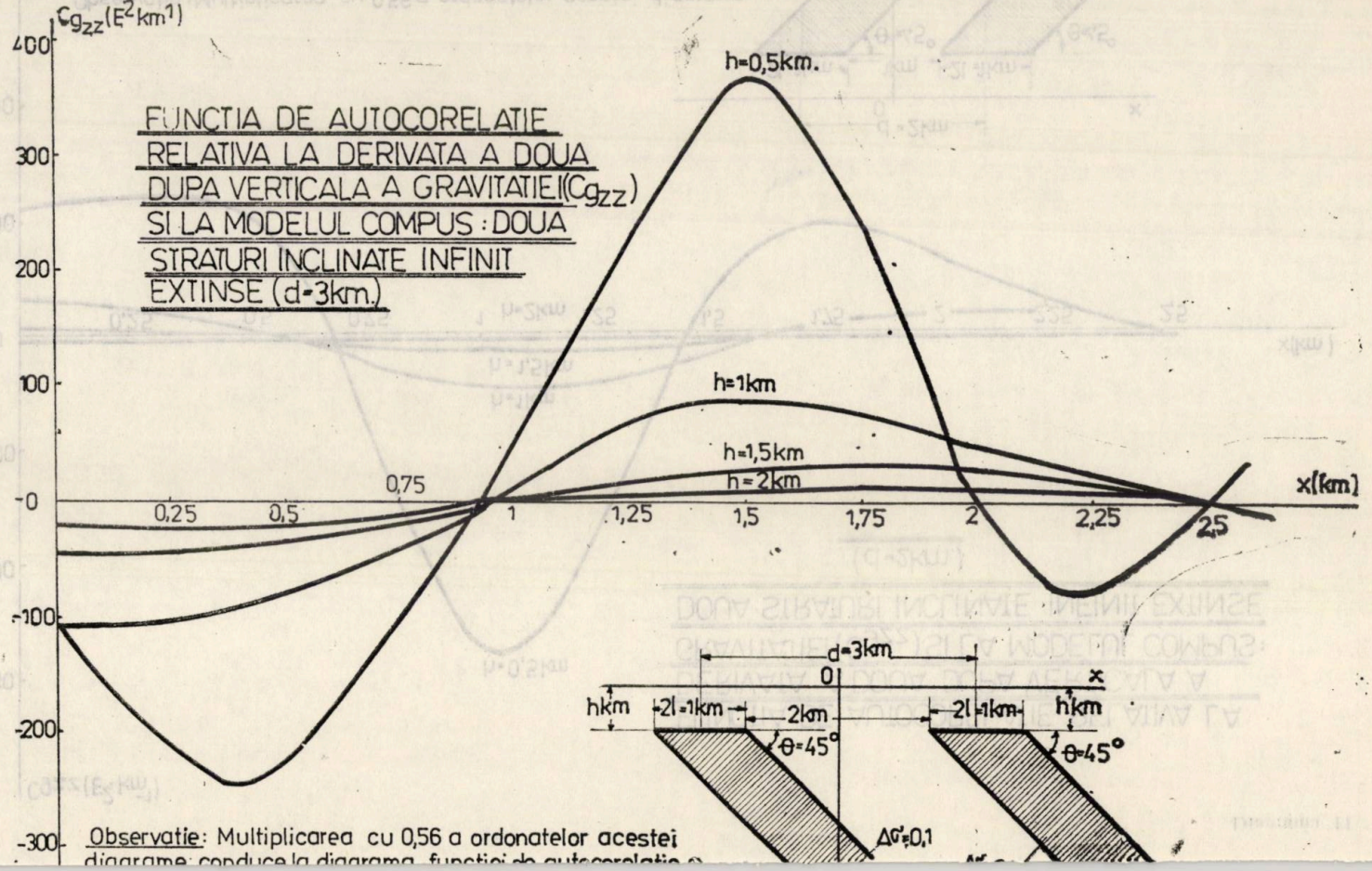
Observație: Multiplicarea cu 0,56 a ordonatelor acestei diograme conduce la diograma funcție de autocorelație a gradientului vertical al componentei verticale a cîmpului magnetic $C_{zz}(x)$, exprimată în $(\gamma^2 \cdot Km^{-1})$ și pentru: $\Delta X = 100 \cdot 10^{-6} \cdot T_o = 50.000\gamma$; $I_o = 63°$.



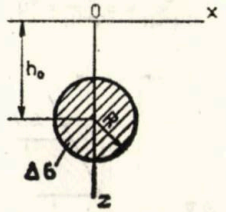
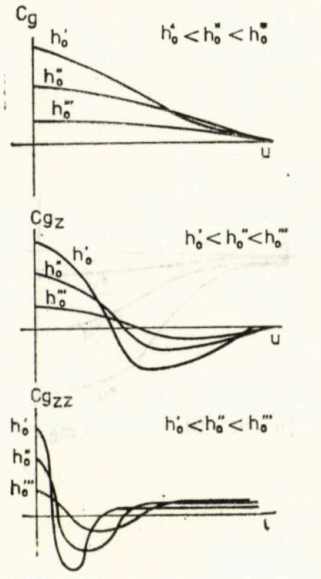
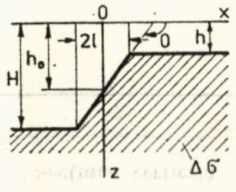
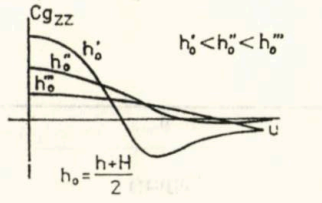
FUNCTIA DE AUTOCORELATIE RELATIVA LA DERIVATA A DOUA DUPA VERTICALA A GRAVITATIEI (Cg_{zz}) SI LA MODELUL COMPUS: DOUA STRATURI INCLINATE INFINIT EXTINSE

(d=2km.)

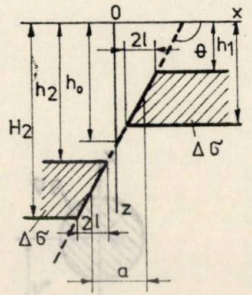
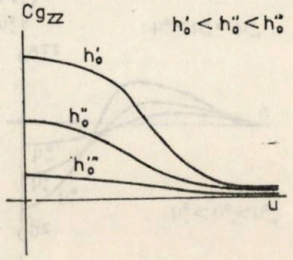
Observatie: Multiplicarea cu 0,56 a ordonatelor acestei diagrame conduce la diagrama functiei de autocorelatie a gradientului vertical al componentei verticale a cîmpului magnetic $Cz_z(x)$ exprimată în $(\gamma^2 km^{-1})$ si pentru : $\Delta X = 100.10^{-6}$; $T_o = 50.000\gamma$ $I_o = 63°$

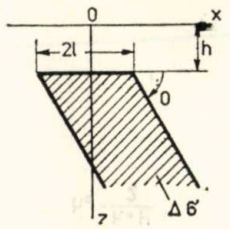
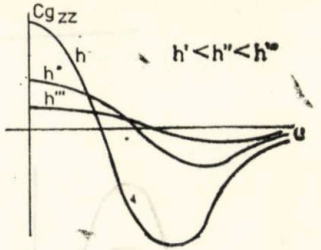
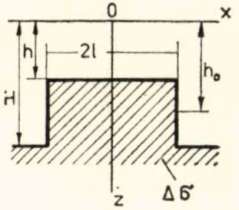
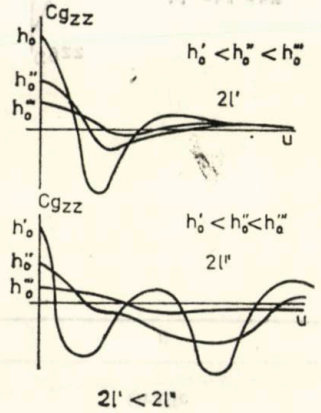


Observatie: Multiplicarea cu 0,56 a ordonatelor acestei diagrame conduce la diagrama functiei de autocorelatie

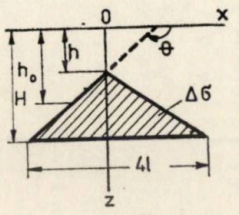
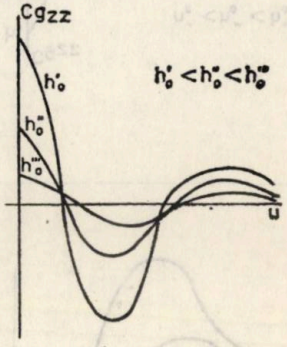
Nr. crt.	Modelul	Funcția de autocorelație	Unități de măsură	Secțiune verticală	Grafic
1	2	3	4	5	6
		a) Modele bidimensionale			
1	Cilindru orizontal infinit extins	$C_g(u) = 2\pi(2K\Delta\sigma)^2\cdot(\pi R^2)^2\,\frac{h_0}{4h_0^2+u^2}$	$mgal^2\cdot km$		
		$C_{gz}(u) = C_{gx}(u) = 2\pi(2K\Delta\sigma)^2\cdot(\pi R^2)^2\left(\frac{2h_0}{4h_0^2+u^2}\right)^3\cdot$			
		$\cdot\left[1-3\left(\frac{u}{2h_0}\right)^2\right]$	$E^2\cdot km$		
		$C_{gzz}(u) = C_{gzx}(u) = 24\pi(2K\Delta\sigma)^2\cdot(\pi R^2)^2\cdot\frac{1}{(4h_0^2+u^2)^{5/2}}\cdot$			
		$\cdot\cos\left[5\,\mathrm{arctg}\left(\frac{u}{2h_0}\right)\right]$	$E^2\cdot km^{-1}$		
2	Treaptă înclinată	$C_{gzz}(u) = C_{gzx}(u) = \pi(2K\Delta\sigma)^2\sin^2\theta\left[\frac{2H}{4H^2+u^2}+\right.$			
		$\left.+\frac{2h}{4h^2+u^2}-\frac{H+h}{(H+h)^2+(2l-u)^2}-\frac{H+h}{(H+h)^2+(2l+u^2)}\right]$			
		(pentru treapta inversă se introduce $-2l$)			

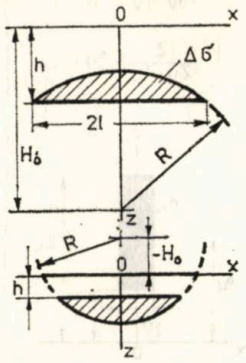
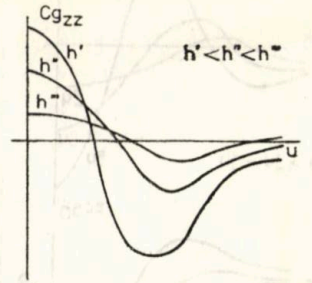
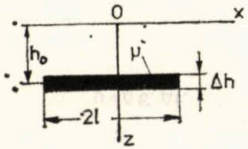
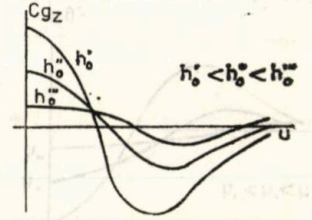
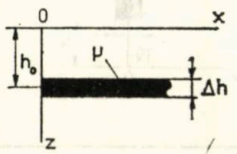
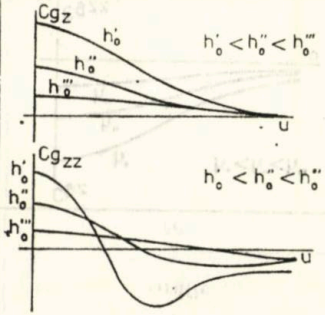
Tabelul 1 (continuare)

Nr. crt.	Modelul	Funcția de autocorelație	Unități de măsură	Secțiune verticală	Grafic
1	2	3	4	5	6
3	Falie înclinată	$C_{g_{zz}}(u) = 2\pi(K\Delta\sigma)^2 \cdot \sin^2\theta \left\{ \frac{2H_1}{4H_1^2+(a-u)^2} + \right.$ $+ \frac{2h_1}{4h_1^2+(a-u)^2} - \frac{H_1+h_1}{(H_1+h_1)^2+[2l-(a-u)]^2} -$ $- \frac{H_1+h_1}{(H_1+h_1)^2+[2l+(a-u)]^2} + \frac{2H_1}{4H_1^2+(a+u)^2} +$ $+ \frac{2h_1}{4h_1^2+(a+u)^2} - \frac{H_1+h_1}{(H_1+h_1)^2+[2l-(a+u)]^2} -$ $- \frac{H_1+h_1}{(H_1+h_1)^2+[2l+(a+u)]^2} + \frac{2H_2}{4H_2^2+(a-u)^2} +$ $+ \frac{2h_2}{4h_2^2+(a-u)^2} - \frac{H_2+h_2}{(H_2+h_2)^2+[2l-(a-u)]^2} -$ $- \frac{H_2+h_2}{(H_2+h_2)^2+[2l+(a-u)]^2} + \frac{2H_2}{4H_2^2+(a+u)^2} +$ $+ \frac{2h_2}{4h_2^2+(a+u)^2} - \frac{H_2+h_2}{(H_2+h_2)^2+[2l-(a+u)]^2} -$ $\left. - \frac{H_2+h_2}{(H_2+h_2)^2+[2l+(a+u)]^2} \right\}$ (pentru falia inversă se introduce $-2l$ și $-a$)	$E^2 \cdot km^{-1}$	 $h_0 = \frac{H_1+h_2}{2} = \frac{H_2+h_1}{2}$	

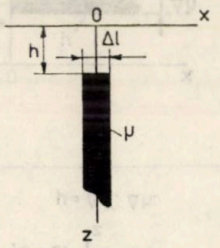
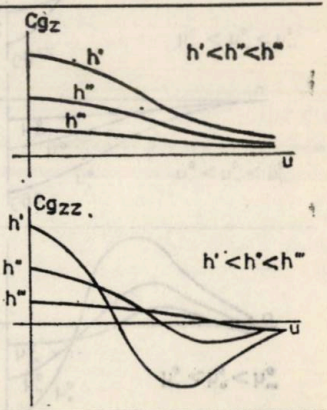
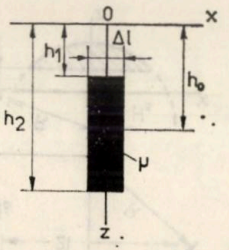
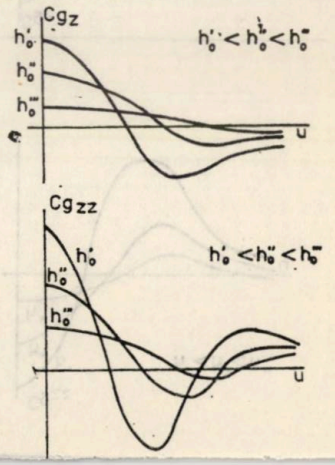
1	2	3	4	5	6
4	Strat înclinat bidimensional și semiinfinit	$C_{gzz}(u) = C_{gzx}(u) = 4\pi(2K\Delta\sigma)^2 \sin^2\theta \cdot h \cdot \left[\frac{1}{4h^2+u^2} - \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{4h^2+(2l+u)^2} - \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{4h^2+(2l-u)^2} \right]$	$E^2 \cdot km^{-1}$		
5	Horst și graben	$C_{gzz}(u) = C_{gzx}(u) = 2\pi(2K\Delta\sigma)^2 \left[\frac{2H}{4H^2+u^2} + \frac{2h}{4h^2+u^2} - \frac{2(H+h)}{(H+h)^2+u^2} - \frac{H}{4H^2+(2l-u)^2} - \frac{H}{4H^2+(2l+u)^2} - \frac{h}{4h^2+(2l-u)^2} - \frac{h}{4h^2+(2l+u)^2} + \frac{H+h}{(H+h)^2+(2l-u)^2} + \frac{H+h}{(H+h)^2+(2l+u)^2} \right]$	$E^2 \cdot km^{-1}$	 $h_0 = \frac{h+H}{2}$	

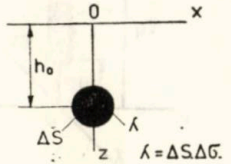
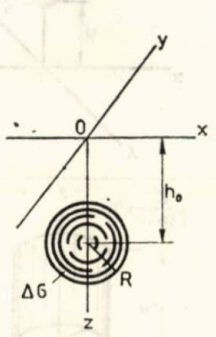
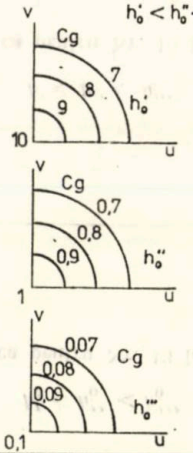
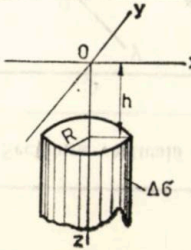
Tabelul I (continuare)

Nr. crt.	Modelul	Funcția de autocorelație	Unități de măsură	Secțiunea verticală	Grafic
1	2	3	4	5	6
6	Prismă orizontală infinită de secțiune triunghiulară	$C_{g_{zz}}(u) = C_{g_{zx}}(u) = 2\pi(2K\Delta\sigma)^2 \cdot \sin^2\theta \left[\frac{2H}{4H^2+u^2} + \right.$ $+ 2\cos^2\theta \cdot \frac{2h}{4h^2+u^2} + \cos 2\theta \cdot \frac{H}{4H^2+(4l-u)^2} +$ $+ \frac{\cos 2\theta \cdot H}{4H^2+(4l+u)^2} - \cos^2\theta \cdot \frac{2(H+h)}{(H+h)^2+(2l-u)^2} -$ $- \cos^2\theta \frac{2(H+h)}{(H+h)^2+(2l+u)^2} - \frac{1}{2}\sin 2\theta \cdot$ $\cdot \frac{4l-u}{4H^2+(4l-u)^2} - \frac{1}{2}\sin 2\theta \cdot \frac{4l+u}{4H^2+(4l+u)^2} +$ $+ \sin 2\theta \cdot \frac{2l-u}{(H+h)^2+(2l-u)^2} +$ $\left. \frac{\sin 2\theta \cdot (2l+u)}{(H+h)^2+(2l+u)^2} \right]$	$E^2 \cdot km^{-1}$	 $h_0 = \frac{h+H}{2}$	

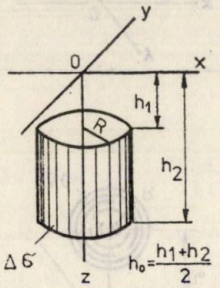
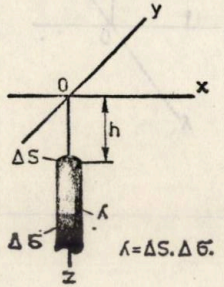
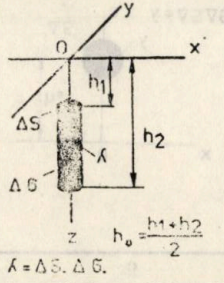
1	2	3	4	5	6
7	Prismă orizontală infinită cu secțiunea segment circular	$C_{gzz}(u) = C_{gzx}(u) = \frac{1}{\pi}(2K\Delta\sigma)^2 \cdot (\pi R^2)^2 \cdot (a^2 + b^2) \cdot$ $\cdot \left\{ \frac{2h}{4h^2 + u^2} - h\cos 2\varphi \left[\frac{1}{4h^2+(2l+u)^2} + \right.\right.$ $+ \frac{1}{4h^2+(2l-u)^2} - \frac{1}{2}\sin 2\varphi \left[\frac{2l+u}{4h^2+(2l+u)^2} + \right.$ $\left.\left. + \frac{2l-u}{4h^2+(2l-u)^2} \right]\right\}$ $a = \frac{2h}{H_0^3}\ ;\ b = \frac{2l}{H_0^3}\ ;\ \varphi = \operatorname{arctg}\frac{l}{h}$ (formula se aplică la structuri aplatizate adică H_0 și R foarte mari față de h; pentru modelul sinclinal se introduce $-H_0$).	$E^2 \cdot km^{-1}$		
8	Placă orizontală bidimensională	$C_{gz}(u) = C_{gx}(u) = 4\pi(2K_1 u)^2 \cdot \left[\frac{h_0}{4h_0^2 + u^2} - \frac{1}{2} \cdot \right.$ $\left. \cdot \frac{h_0}{4h_0^2 + (2l-u)^2} - \frac{1}{2} \cdot \frac{h_0}{4h_0^2 + (2l+u)^2} \right]$	$E^2 \cdot km$	 $\mu = \Delta\sigma \cdot \Delta h.$	
9	Semi placă orizontală bidimensională	$C_{gz}(u) = C_{gx}(u) = 2\pi(2K_1 u)^2 \cdot \frac{h_0}{4h_0^2 + u^2}$ $C_{gzz}(u) = C_{gzx}(u) = 2\pi(2K_1 u)^2 \cdot \left(\frac{2h}{4h_0^2 + u^2} \right)^3 \cdot$ $\cdot \left[1 - 3\left(\frac{u}{2h_0} \right)^2 \right]$	$E^2 \cdot km$ $E^2 \cdot km^{-1}$	 $\mu = \Delta\sigma \cdot \Delta h.$	

Tabelul 1 (continuare)

Nr. crt.	Modelul	Funcţia de autocorelaţie	Unităţi de măsură	Secţiune verticală	Grafic
1	2	3	4	5	6
10	Placă verticală bidimensională semi-infinită	$C_{gz}(u) = C_{gx}(u) = 2\pi(2K_1 u)^2 \cdot \frac{h}{4h^2 + u^2}$ $C_{gzz}(u) = C_{gzx}(u) = 2\pi(2K_1 u)^2 \cdot \left(\frac{2h}{4h^2 + u^2}\right)^3 \cdot$ $\cdot \left[1 - 3\left(\frac{u}{2h}\right)^2\right]$	$E^2 \cdot km$ $E^2 \cdot km^{-1}$	 $\mu = \Delta\sigma \cdot \Delta l$.	
11	Placă verticală bidimensională finită	$C_{gz}(u) = C_{gx}(u) = 2\pi(2K_1 u)^2 \left[\frac{h_1}{4h_1^2 + u^2} + \frac{h_2}{4h_2^2 + u^2} - \right.$ $\left. - \frac{h_1 + h_2}{(h_1 + h_2)^2 + u^2}\right]$ $C_{gzz}(u) = C_{gzx}(u) = 2\pi(2K_1 u)^2 \left\{\left(\frac{2h_1}{4h_1^2 + u^2}\right)^3 \cdot \right.$ $\cdot \left[1 - 3\left(\frac{u}{2h_1}\right)^2\right] + \left(\frac{2h_2}{4h_2^2 + u^2}\right)^3 \cdot \left[1 - 3\left[\frac{u}{2h_2}\right]^2\right] -$ $\left. - 2\left[\frac{h_1 + h_2}{(h_1 + h_2)^2 + u^2}\right]^3 \cdot \left[1 - 3\left(\frac{u}{h_1 + h_2}\right)^2\right]\right\}$	$E^2 \cdot km$ $E^2 \cdot km^{-1}$	 $h_0 = \frac{h_1 + h_2}{2}$ $\mu = \Delta\sigma \cdot \Delta l$.	

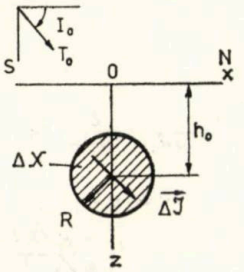
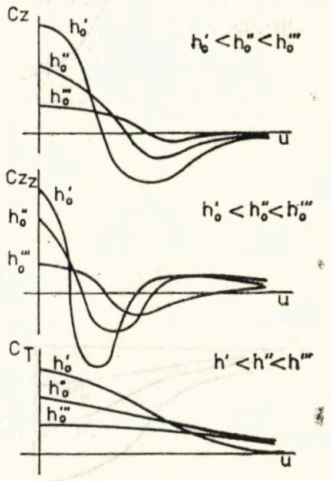
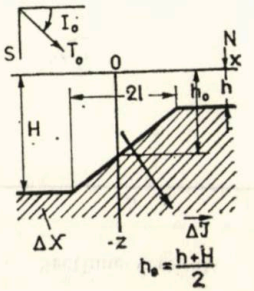
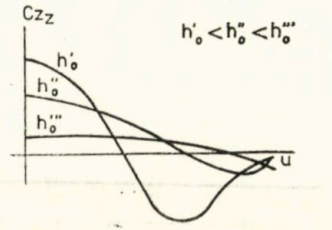
1	2	3	4	5	6
12	Linia materială orizontală infinită	$C_g(u) = 2\pi(2K\lambda)^2 \frac{h_0}{4h_0^2 + u^2}$ $C_{gz}(u) = C_{gx}(u) = 2\pi(2K\lambda)^2 \cdot \left(\frac{2h_0}{4h_0^2 + u^2}\right)^3 \cdot$ $\cdot \left[1 - 3\left(\frac{u}{2h_0}\right)^2\right]$ $C_{gzz}(u) = C_{gzx}(u) = 24\pi(2K\lambda)^2 \frac{1}{(4h_0^2 + u^2)^{5/2}} \cdot$ $\cdot \cos\left[5 \operatorname{arctg}\left(\frac{u}{2h_0}\right)^2\right]$	mgal²·km $E^2 \cdot$km $E^2 \cdot$km^{-1}		$h_0' < h_0'' < h_0'''$ idem ca pentru Nr. 1.
		b) Modele tridimensionale			
13	Sferă	$C_g(u, v) = \pi(2K\Delta\sigma)^2 \cdot \left(\frac{4}{3}\pi R^3\right)^2 \frac{h_0}{(u^2 + v^2 + 4h_0^2)^{3/2}}$	mgal²·km		
14	Cilindru vertical semi-infinit	$C_{gz}(u, v) = \pi(2K\Delta\sigma)^2 \cdot (\pi R^2)^2 \cdot \frac{h}{(u^2 + v^2 + 4h^2)^{3/2}}$	$E^2 \cdot$km		$h' < h'' < h'''$ idem ca pentru Nr. 13 însă C_{gz}

Tabelul 1 (continuare)

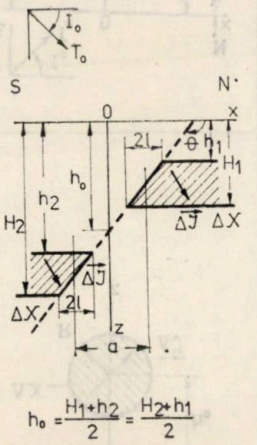
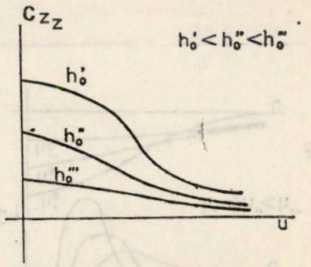
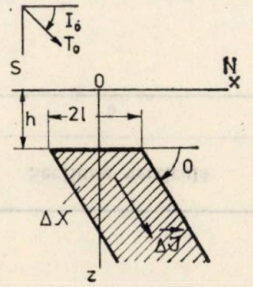
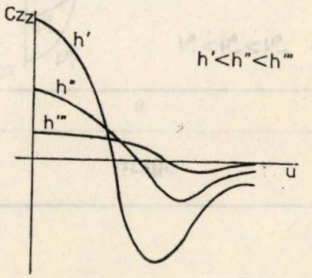
Nr. crt.	Modelul	Funcția de autocorelație	Unități de măsură	Secțiune verticală	Grafic
1	2	3	4	5	6
15	**Cilindru vertical finit**	$C_{gz}(u,v) = \pi(2K\Delta\sigma)^2 \cdot (\pi R^2)^2 \left[\frac{h_1}{(u^2+v^2+4h_1^2)^{3/2}} - \frac{h_2}{(u^2+v^2+4h_2^2)^{3/2}} \right]$	$E^2 \cdot km$		$h_0' < h_0'' < h_0'''$ idem ca pentru Nr. 13 însă C_{gz}
16	**Linia materială verticală semi-infinită**	$C_{gz}(u,v) = \pi(2K\lambda)^2 \cdot \frac{h}{(u^2+v^2+4h^2)^{3/2}}$	$E^2 \cdot km$		$h' < h'' < h'''$ idem ca pentru Nr. 13 însă C_{gz}
17	**Linia materială verticală finită**	$C_{gz}(u,v) = \pi(2K\lambda)^2 \left[\frac{h_1}{(u^2+v^2+4h_1^2)^{3/2}} - \frac{h_2}{(u^2+v^2+4h_2^2)^{3/2}} \right]$	$E^2 \cdot km$		$h_0' < h_0'' < h_0'''$ idem ca pentru Nr. 13 însă C_{gz}

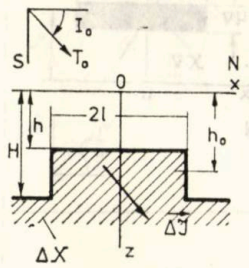
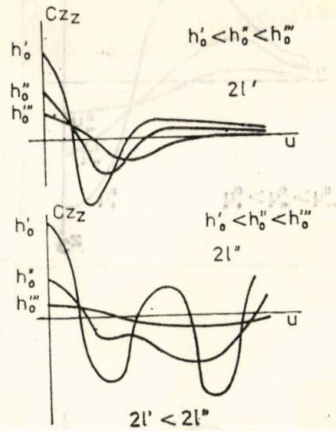
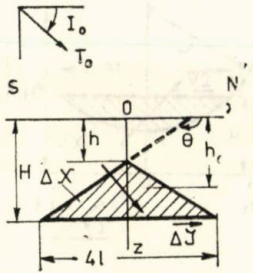
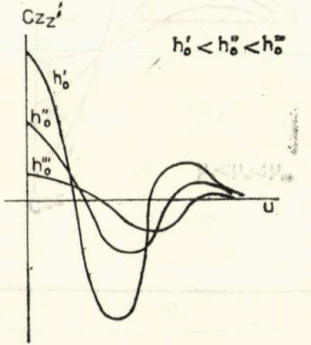
Notă: K = constanta atracției universale; $\Delta\sigma = \sigma_2 - \sigma_1$, contrastul de densitate; $1E = 10^{-9}s^{-2}$(Etövös); $1\ mgal = 10^{-5}ms^{-2}$.

Tabelul II

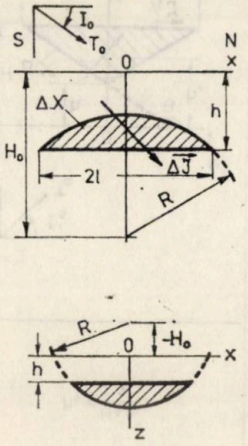
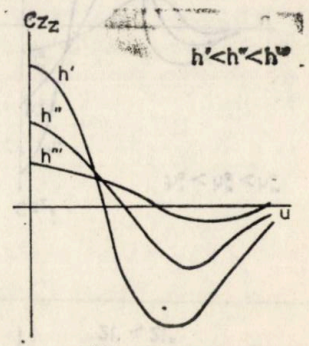
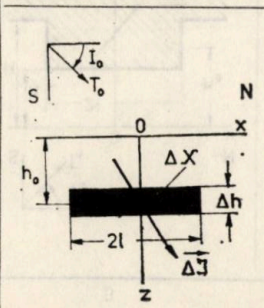
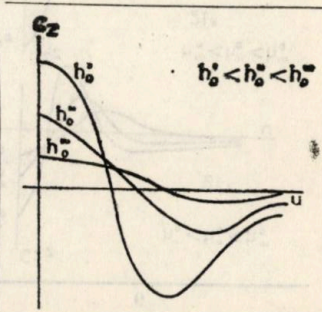
Nr. crt.	Modelul	Funcţia de autocorelaţie	Unităţi de măsură	Secţiune verticală	Grafic
1	2	3	4	5	6
18	Cilindru orizontal infinit extins	**a) Modele bidimensionale (profile N—S)** $C_H(u) = 8\pi\Delta\mathcal{J}^2(\sin I_0 - \cos I_0)^2 \cdot (\pi R^2)^2 \cdot \left(\frac{2h_0}{4h_0^2+u^2}\right)^3\left[-3\left(\frac{u}{2h_0}\right)^2\right]$ $C_z(u) = 8\pi\Delta\mathcal{J}^2(\sin I_0 + \cos I_0)^2 \cdot (\pi R^2)^2 \cdot \left(\frac{2h_0}{4h_0^2+u^2}\right)^3\left[1-3\left(\frac{u}{2h_0}\right)^2\right]$ $C_{z_z}(u) = 96\pi\Delta\mathcal{J}^2(\sin I_0 + \cos I_0)^2 \cdot (\pi R^2)^2 \cdot \frac{1}{(4h_0^2+u^2)^{5/2}} \cdot \cos\left[5\,\mathrm{arctg}\left(\frac{u}{2h_0}\right)\right]$ $C_T(u) = 8\pi\Delta\mathcal{J}^2(\pi R^2)^2 \cdot \frac{1}{h_0} \cdot \frac{1}{4h_0^2+u^2}$ (pentru C_T magnetizarea este verticală)	$\gamma^2 \cdot km$ $\gamma^2 \cdot km$ $\gamma^2 \cdot km^{-1}$ $\gamma^2 \cdot km$		
19	Treapta înclinată	$C_{z_z}(u) = 4\pi\Delta\mathcal{J}^2(\sin I_0 + \cos I_0)^2 \cdot \sin^2\theta \cdot \left[\frac{2H}{4H^2+u^2} + \frac{2h}{4h^2+u^2} - \frac{H+h}{(H+h)^2+(2l-u)^2} - \frac{H+h}{(H+h)^2+(2l+u)^2}\right]$ (pentru treapta inversă se introduce $-2l$)	$\gamma^2 \cdot km^{-1}$		

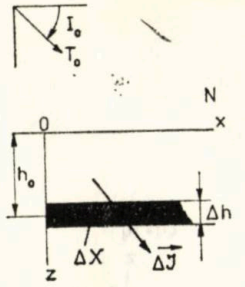
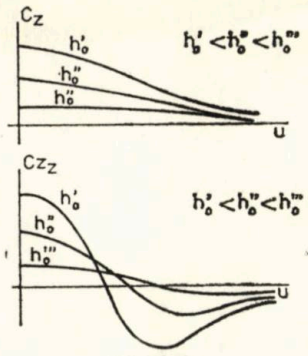
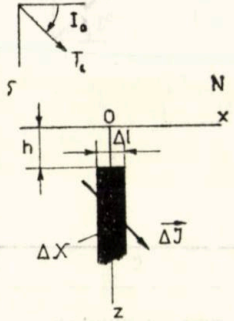
Tabelul II (continuare)

Nr. crt.	Modelul	Funcția de autocorelație	Unități de măsură	Secțiune verticală	Grafic
1	2	3	4	5	6
20	Falie înclinată	$C_{z_z}(u)=4\pi\Delta\mathcal{J}^2(\sin I_0+\cos I_0)^2\sin^2\theta\left\{\frac{2H_1}{4H_1^2+(a-u)^2}+\right.$ $+\frac{2h_1}{4h_1^2+(a-u)^2}-\frac{H_1+h_1}{(H_1+h_1)^2+[2l-(a-u)]^2}-$ $-\frac{H_1+h_1}{(H_1+h_1)^2+[2l+(a-u)]^2}+\frac{2H_1}{4H_1^2+(a+u)^2}+$ $+\frac{2h_1}{4h_1^2+(a+u)^2}-\frac{H_1+h_1}{(H_1+h_1)^2+[2l-(a+u)]^2}-$ $-\frac{H_1+h_1}{(H_1+h_1)^2+[2l+(a+u)]^2}+\frac{2H_2}{4H_2^2+(a-u)^2}+$ $+\frac{2h_2}{4h_2^2+(a-u)^2}-\frac{H_2+h_2}{(H_2+h_2)^2+[2l-(a-u)]^2}-$ $-\frac{H_2+h_2}{(H_2+h_2)^2+[2l+(a-u)]^2}+\frac{2H_2}{4H_2^2+(a+u)^2}+$ $+\frac{2h_2}{4h_2^2+(a+u)^2}-\frac{H_2+h_2}{(H_2+h_2)^2+[2l-(a+u)]^2}-$ $\left.-\frac{H_2+h_2}{(H_2+h_2)^2+[2l+(a+u)]^2}\right\}$ (pentru falia inversă se introduce $-2l$ și $-a$).	$\gamma^2\cdot km^{-1}$	 $h_0=\frac{H_1+h_2}{2}=\frac{H_2+h_1}{2}$	
21	Strat înclinat bidimensional și semi-infinit	$C_{z_z}(u)=16\pi\Delta\mathcal{J}^2(\sin I_0+\cos I_0)^2\cdot\sin^2\theta\cdot h\left[\frac{1}{4h^2+u^2}-\right.$ $\left.-\frac{1}{2}\cdot\frac{1}{4h^2+(2l+u)^2}-\frac{1}{2}\cdot\frac{1}{4h^2+(2l-u)^2}\right]$	$\gamma^2\cdot km^{-1}$		

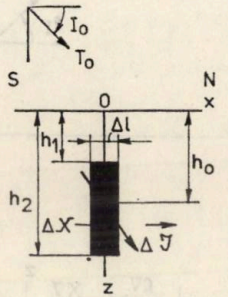
1	2	3	4	5	6
22	Horst și graben	$C_{z_z}(u) = 8\pi\,\Delta\mathcal{J}^2\,(\sin I_0 + \cos I_0)^2\left[\frac{2H}{4H^2+u^2} + \frac{2h}{4h^2+u^2} - \frac{2(H+h)}{(H+h)^2+u^2} - \frac{H}{4H^2+(2l-u)^2} - \frac{H}{4H^2+(2l+u^2)} - \frac{h}{4h^2+(2l-u)^2} - \frac{h}{4h^2+(2l+u)^2} + \frac{H+h}{(H+h)^2+(2l-u)^2} + \frac{H+h}{(H+h)^2+(2l+u)^2}\right]$	$\gamma^2\cdot km^{-1}$	 $h_0 = \frac{H+h}{2}$	
23	Prismă orizontală infinită de secțiune triunghiulară	$C_{z_z}(u) = 8\pi\Delta\mathcal{J}^2\,(\sin I_0 + \cos I_0)^2 \sin^2\theta\left[\frac{2H}{4H^2+u^2} + 2\cos^2\theta\cdot\frac{2h}{4h^2+u^2} + \cos 2\theta\cdot\frac{H}{4H^2+(4l-u)^2} + \cos 2\theta\,\frac{H}{4H^2+(4l+u)^2} - \frac{2\cos^2\theta\cdot(H+h)}{(H+h)^2+(2l-u)^2} - \frac{2\cos^2\theta\cdot(H+h)}{(H+h)^2+(2l+u)^2} - \frac{1}{2}\cdot\frac{\sin 2\theta\cdot(4l-u)}{4H^2+(4l-u)^2} - \frac{1}{2}\cdot\frac{\sin 2\theta\cdot(4l+u)}{4H^2+(4l+u)^2} + \frac{\sin 2\theta\cdot(2l-u)}{(H+h)^2+(2l-u)^2} + \frac{\sin 2\theta\cdot(2l+u)}{(H+h)^2+(2l+u)^2}\right]$ (pentru modelul tip sinclinal se introduce $-\theta$)	$\gamma^2\cdot km^{-1}$	 $h_0 = \frac{h+H}{2}$	

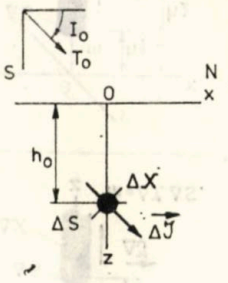
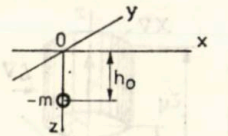
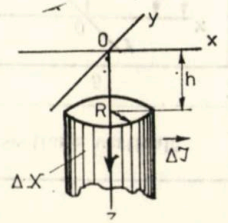
Tabelul II (continuare)

Nr. crt.	Modelul	Funcţia de autocorelaţie	Unităţi de măsură	Secţiune verticală	Grafic
1	2	3	4	5	6
24	Prizma orizontală infinită cu secţiunea segment circular	$C_{z_z}(u) = \frac{4}{\pi}\Delta\mathcal{J}^2 (\sin I_0 + \cos I_0)^2 \cdot (\pi R^2)^2 \cdot (a^2 + b^2) \cdot$ $\cdot\left\{\frac{2h}{4h^2+u^2} - h\cos 2\varphi\left[\frac{1}{4h^2+(2l+u)^2} + \frac{1}{4h^2+(2l-u)^2}\right] - \sin 2\varphi\left[\frac{1}{2}\cdot\frac{2l+u}{4h^2+(2l+u)^2} + \frac{1}{2}\cdot\frac{2l-u}{4h^2+(2l-u)^2}\right]\right\}.$ $\alpha = \frac{2h}{H_0^3};\ b = \frac{2l}{H_0^3};\ \varphi = \text{arc tg}\,\frac{l}{h}$ (formula se aplică la structuri aplatizate, adică H_0 şi R foarte mari faţă de h; pentru modelul sinclinal se introduce $-H_0$).	$\gamma^2 \cdot km^{-1}$		
25	Placă orizontală bidimensională	$C_H(u) = 16\pi\,\Delta\mathcal{J}^2 \cdot \Delta h^2 (\sin I_0 - \cos I_0)^2 \cdot$ $\cdot\left[\frac{h_0}{4h_0+u^2} - \frac{1}{2}\cdot\frac{h_0}{4h_0^2+(2l-u)^2} - \frac{1}{2}\cdot\frac{h_0}{4h_0^2+(2l+u)^2}\right]$ $C_z(u) = 16\pi\,\Delta\mathcal{J}^2 \cdot \Delta h^2 (\sin I_0 + \cos I_0)^2 \cdot$ $\cdot\left[\frac{h_0}{4h_0^2+u^2} - \frac{1}{2}\cdot\frac{h_0}{4h_0^2+(2l+u)^2} - \frac{1}{2}\cdot\frac{h_0}{4h_0^2+(2l-u)^2}\right]$	$\gamma^2 \cdot km$ $\gamma^2 \cdot km$		

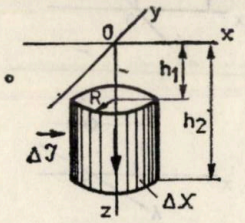
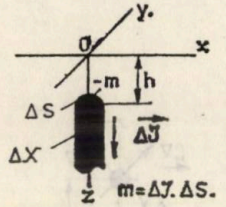
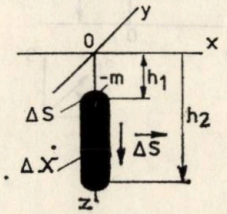
1	2	3	4	5	6
26	Semiplacă orizontală bidimensională	$C_H(u) = 8\pi \Delta I^2 \Delta h^2 (\sin I_0 - \cos I_0)^2 \cdot \frac{h_0}{4h_0^2+u^2}$ $C_Z(u) = 8\pi \Delta I^2 \cdot \Delta h^2 (\sin I_0 + \cos I_0)^2 \cdot \frac{h_0}{4h_0^2+u^2}$ $C_{Z_z}(u) = 8\pi \Delta I^2 \cdot \Delta h^2 (\sin I_0 + \cos I_0)^2 \cdot$ $\cdot \left(\frac{2h_0}{4h_0^2+u^2}\right)^3 \left[1-3\left(\frac{u}{2h_0}\right)^2\right]$ $C_T(u) = 16\Delta I^2 \cdot \Delta h^2 \cdot$ $\cdot \frac{1}{h_0} \sum_{K=0}^{\infty} (-1)^K \frac{\Gamma\left(\frac{1}{2}+K\right)}{\Gamma(1+K)} \left(\frac{u}{2h_0}\right)^{2K} \cdot \frac{1}{K!}$ (pentru C_T magnetizarea este verticală).	$\gamma^2 \cdot km$ $\gamma^2 \cdot km$ $\gamma^2 \cdot km$ $\gamma^2 \cdot km$		
27	Placă verticală bidimensională semiinfinită	$C_H(u) = 8\pi \Delta \mathcal{J}^2 \cdot \Delta l^2 (\sin I_0 - \cos I_0)^2 \cdot \frac{h}{4h^2+u^2}$ $C_Z(u) = 8\pi \Delta \mathcal{J}^2 \cdot \Delta l^2 (\sin I_0 + \cos I_0)^2 \cdot \frac{h}{4h^2+u^2}$ $C_{Zz}(u) = 8\pi \Delta \mathcal{J}^2 \cdot \Delta l^2 \cdot (\sin I_0 + \cos I_0)^2 \cdot$ $\cdot \left(\frac{2h}{4h^2+u^2}\right)^3 \cdot \left[1-3\left(\frac{u}{2h}\right)^2\right]$ $C_T(u) = 16 \Delta \mathcal{J}^2 \Delta l^2 \cdot$ $\cdot \frac{1}{h} \sum_{K=0}^{\infty} (-1)^K \frac{\Gamma\left(\frac{1}{2}+K\right)}{\Gamma(1+K)} \left(\frac{u}{2h}\right)^{2K} \cdot \frac{1}{K!}$ (pentru C_T magnetizarea este verticală).	$\gamma^2 \cdot km$ $\gamma^2 \cdot km^{-1}$ $\gamma^2 \cdot km$ $\gamma^2 \cdot km$		$h' < h'' < h'''$ idem ca pentru Nr. 26.

Tabelul II (continuare)

Nr. crt.	Modelul	Funcţia de autocorelaţie	Unităţi de măsură	Secţiune verticală	Grafic
1	2	3	4	5	6
28	Placă verticală bidimensională finită	$C_H(u) = 8\pi\,\Delta\mathcal{J}^2\cdot\Delta l^2\,(\sin I_0 + \cos I_0)^2\cdot$ $\cdot\left[\frac{h_1}{4h_1^2+u^2} + \frac{h_2}{4h_2^2+u^2} - \frac{h_1+h_2}{(h_1+h_2)^2+u^2}\right]$	$\gamma^2\cdot$km	 $h_0=\frac{h_1+h_2}{2}$	$h_0' < h_0'' < h_0'''$ idem ca pentru Nr. 11 însă C_z şi C_{z_z}.
		$C_{Z_z}(u) = 8\pi\,\Delta\mathcal{J}^2\cdot\Delta l^2\cdot(\sin I_0 + \cos I_0)^2\cdot$ $\left[\frac{h_1}{4h_1^2+u^2} + \frac{h_2}{4h_2^2+u^2} - \frac{h_1+h_2}{(h_1+h_2)^2+u^2}\right]$	$\gamma^2\cdot$km		
		$C_{Z_z}(u) = 8\pi\,\Delta\mathcal{J}^2\cdot\Delta l^2\,(\sin I_0 + \cos I_0)^2\cdot$ $\cdot\left\{\left(\frac{2h_1}{4h_1^2+u^2}\right)^3\cdot\left[1-3\left(\frac{u}{2h_1}\right)^2\right] + \right.$ $+\left(\frac{2h^2}{4h_2^2+u^2}\right)^3\cdot\left[1-3\left(\frac{u}{2h_2}\right)^2\right] -$ $\left.-2\left[\frac{h_1+h_2}{(h_1+h_2)^2+u^2}\right]^3\cdot\left[1-3\left(\frac{u}{h_1+h_2}\right)^2\right]\right\}$	$\gamma^2\cdot$km^{-1}		

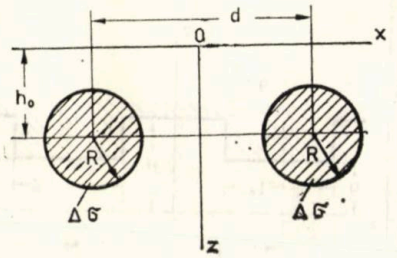
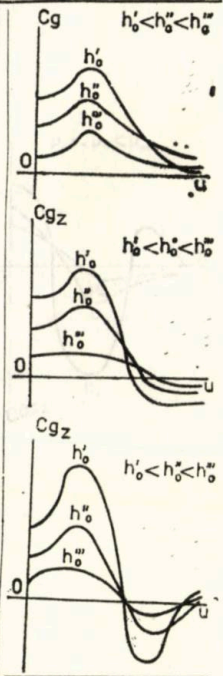
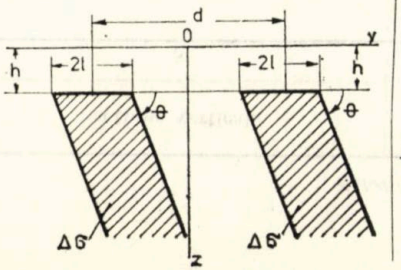
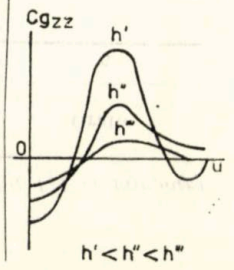
1	2	3	4	5	6
29	Linia materială orizontală infinită	$C_H(u) = 8\pi\,\Delta\mathcal{J}^2\cdot\Delta S^2\cdot(\sin I_0 - \cos I_0)^2\cdot$ $\cdot\left(\frac{2h_0}{4h_0^2+u^2}\right)^3\cdot\left[1-3\left(\frac{u}{2h_0}\right)^2\right]$	$\gamma^2\cdot$km		$h_0' < h_0'' < h_0'''$ idem ca pentru Nr. 18.
		$C_Z(u) = 8\pi\,\Delta\mathcal{J}^2\cdot\Delta S^2\,(\sin I_0 + \cos I_0)^2\cdot$ $\cdot\left(\frac{2h_0}{4h_0^2+u^2}\right)^3\cdot\left[1-3\left(\frac{u}{2h_0}\right)^2\right]$	$\gamma^2\cdot$km		
		$C_{Zz}(u) = 96\pi\,\Delta\mathcal{J}^2\cdot\Delta S^2(\sin I_0 + \cos I_0)^2\cdot$ $\cdot\frac{1}{(4h_0^2+u^2)^{5/2}}\cos\left[5\operatorname{arctg}\left(\frac{u}{2h_0}\right)\right]$	$\gamma^2\cdot$km^{-1}		
		$C_T(u) = 8\pi\,\Delta\mathcal{J}^2\cdot\Delta S^2\cdot\frac{1}{h_0}\cdot\frac{1}{4h_0^2+u^2}$ (pentru C_T magnetizarea este verticală)	$\gamma^2\cdot$km		
		b) Modele tridimensionale			
30	Pol magnetic unic	$C_Z(u, v) = 4\pi\,m^2\cdot\frac{h_0}{(u^2+v^2+4h_0^2)^{3/2}}$	$\gamma^2\cdot$km		$h_0' < h_0'' < h_0'''$ idem ca pentru Nr. 13 însă C_z.
31	Cilindru vertical semi-infinit	$C_Z(u, v) = 4\pi\,\Delta\mathcal{J}^2\cdot(\pi R^2)^2\frac{h}{(u^2+v^2+4h^2)^{3/2}}$ (magnetizare verticală)	$\gamma^2\cdot$km		$h' < h'' < h'''$ idem ca pentru Nr. 13 însă C_z.

Tabelul II (continuare)

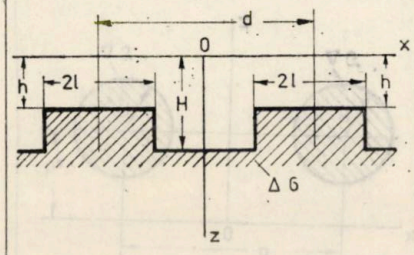
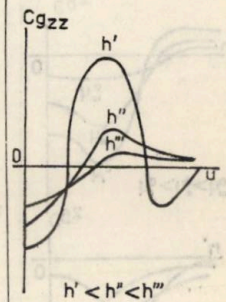
Nr. crt.	Modelul	Funcţia de autocorelaţie	Unităţi de măsură	Secţiune verticală	Grafic
1	2	3	4	5	6
32	**Cilindru vertical finit**	$C_Z(u, v) = 4\pi \Delta\mathcal{J}^2 \cdot (\pi R^2)^2 \cdot \left[\frac{h_1}{(u^2 + v^2 + 4h_1^2)^{3/2}} - \frac{h_2}{(u^2 + v^2 + 4h_2^2)^{3/2}} \right]$ (magnetizare verticală)	$\gamma^2 \cdot$ km		$h_0' < h_0'' < h_0'''$ idem ca pentru Nr. 13 însă C_z. $h_0 = \frac{h_1 + h_2}{2}$
33	**Linia materială verticală semiinfinită**	$C_Z(u, v) = 4\pi m^2 \cdot \frac{h}{(u^2 + v^2 + 4h^2)^{3/2}}$ (magnetizare verticală)	$\gamma^2 \cdot$ km		$h' < h'' < h'''$ idem ca pentru Nr. 13 însă C_z.
34	**Linia materială verticală finită**	$C_Z(u, v) = 4\pi m^2 \cdot \left[\frac{h_1}{(u^2 + v^2 + 4h_1^2)^{3/2}} - \frac{h_2}{(u^2 + v^2 + 4h_2^2)^{3/2}} \right]$ (magnetizare verticală)	$\gamma^2 \cdot$ km		$h_0' < h_0'' < h_0'''$ idem ca pentru Nr 13 însă C_z. $h_0 = \frac{h_1 + h_2}{2}$

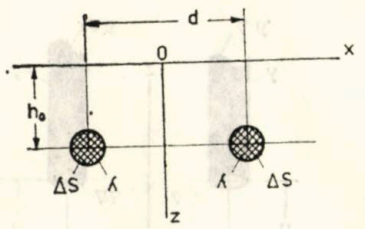
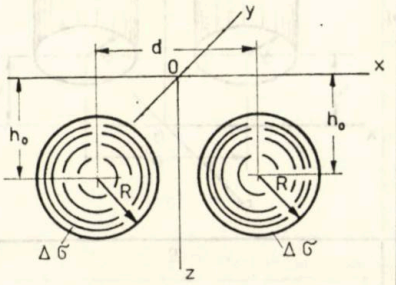
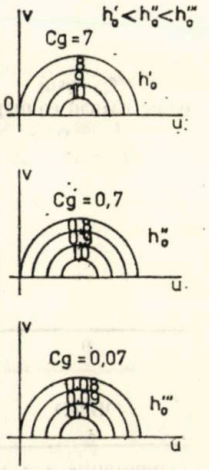
Nota : $\Delta\mathcal{J} \cong T_0 \Delta\chi$; T_0 = intensitatea totală a cîmpului magnetic ; $\Delta\chi = \chi_2 - \chi_1$ contrastul de susceptibilitate magnetică ; $1\gamma = \mathrm{Am}^{-1}$ (gama).

Tabelul III

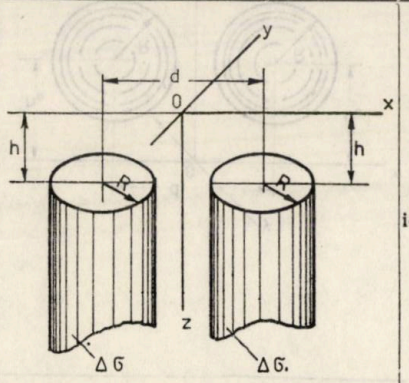
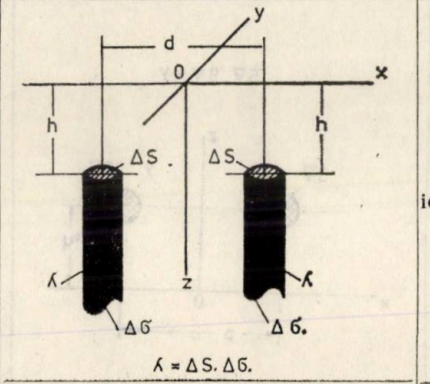
Nr. crt.	Modelul	Funcția de autocorelație	Unități de măsură	Secțiune verticală	Grafic
1	2	3	4	5	6
1	Cilindrii orizontali identici infinit extinși	*a. Modele bidimensionale* $C_g(u) = 8\pi(K\Delta\sigma)^2 \cdot (\pi R^2)^2 \cdot h_0 \left[\frac{1}{4h_0^2+(d-u)^2} + \frac{1}{4h_0^2+(d+u)^2} \right]$ $C_{gz}(u) = C_{gx}(u) = 64\pi(K\Delta\sigma)^2 \cdot (\pi R^2)^2 \cdot$ $\cdot h_0^3 \left\{ \frac{1}{[4h_0^2+(d-u)^2]^3} \left[1 - 3\left(\frac{d-n}{2h_0} \right)^2 \right] + \frac{1}{[4h_0^2+(d+u)^2]^3} \left[1 - 3\left(\frac{d+u}{2h_0} \right)^2 \right] \right\}$ $C_{gzz}(u) = C_{gzx}(u) = 96\pi(k\Delta\sigma)^2 \cdot (\pi R^2)^2 \cdot$ $\cdot \left\{ \frac{1}{[4h_0^2+(d-u)^2]^{5/2}} \cos\left[5\,\mathrm{arctg}\,\frac{d-u}{2h_0} \right] + \frac{1}{[4h_0^2+(d+u)^2]^{5/2}} \cos\left[5\,\mathrm{arctg}\,\frac{d+u}{2h_0} \right] \right\}$	$\mathrm{mgal^2 \cdot km}$ $E^2 \cdot \mathrm{km}$ $E^2 \cdot \mathrm{km^{-1}}$		
2	Straturi înclinate bidimensionale identice semi-infinite	$C_{gzz}(u) = C_{gzx}(u) = 16\pi\,(K\Delta\sigma)^2 \cdot \sin^2\theta \cdot$ $\cdot h \left\{ \frac{1}{4h^2+(d-u)^2} - \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{4h^2+[(2l-d)+u]^2} - \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{4h^2+[(2l+d)-u]^2} + \frac{1}{4h^2+(d+u)^2} - \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{4h^2+[(2l-d)-u]^2} - \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{4h^2+[(2l+d)+u]^2} \right\}$	$E^2 \cdot \mathrm{km^{-1}}$		

Tabelul III (continuare)

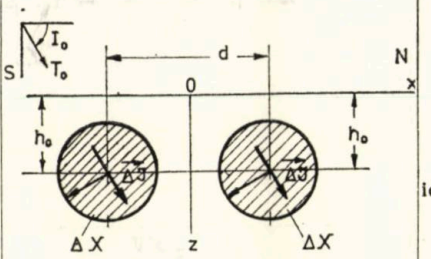
Nr. crt.	Modelul	Funcţia de autocorelaţie	Unităţi de măsură	Secţiune verticală	Grafic
1	2	3	4	5	6
3	Horsturi bidimensionale identice.	$C_{g_{zz}}(u) = C_{g_{zx}}(u) = 16\pi(k\Delta\sigma)^2\left\{\frac{h}{4h^2+(d-u)^2}+\right.$ $+\frac{h}{4h^2+(d+u)^2}+\frac{H}{4H^2+(d-u)^2}+\frac{H}{4H^2+(d+u)^2}-$ $-\frac{h+H}{(h+H)^2+(d-u)^2}-\frac{h+H}{(h+H)^2+(d+u)^2}-$ $-\frac{1}{2}\cdot\frac{h}{4h^2+[(2l-d)-u]^2}-\frac{1}{2}\cdot\frac{h}{4h^2+[(2l-d)+u]^2}-$ $-\frac{1}{2}\cdot\frac{H}{4H^2+[(2l-d)-u]^2}-\frac{1}{2}\cdot\frac{H}{4H^2+[(2l-d)+u]^2}-$ $-\frac{1}{2}\cdot\frac{h+H}{(h+H)^2+[(2l-d)-u]^2}-\frac{1}{2}\cdot$ $\cdot\frac{h+H}{(h+H)^2+[(2l-d)+u]^2}-\frac{1}{2}\cdot$ $\cdot\frac{h}{4h^2+[(2l+d)-u]^2}-\frac{1}{2}\cdot\frac{h}{4h^2+[(2l+d)+u]^2}-$ $-\frac{1}{2}\cdot\frac{H}{4H^2+[(2l+d)-u]^2}-\frac{1}{2}\cdot\frac{H}{4H^2+[(2l+d)+u]^2}-$ $-\frac{1}{2}\cdot\frac{h+H}{(h+H)^2+[(2l+d)-u]^2}-\frac{1}{2}\cdot$ $\left.\cdot\frac{h+H}{(h+H)^2+[(2l+d)+u]^2}\right\}$	$E^2\cdot km^{-1}$		

1	2	3	4	5	6
4	Linii materiale orizontale identice infinit extinse	$C_g(u)=2\pi(2k\lambda)^2 . h_0 \left[\frac{1}{4h_0^2+(d-u)^2}+\frac{1}{4h_0^2+(d+u)^2}\right]$ $C_{gz}(u)=C_{gx}(u)=$ $=2\pi(2k\lambda)^2 h_0^3\left[\frac{1}{[4h_0^2+(d-u)^2]^3}\left[1-3\left(\frac{d-u}{2h_0}\right)^2\right]+\right.$ $\left.+\frac{1}{[4h_0^2+(d+u)^2]^3}\left[1-3\left(\frac{d+u}{2h_0}\right)^2\right]\right\}$ $C_{gzx}(u)=C_{gzx}(u)=24\pi(2k\lambda)^2\times$ $\times\left\{\frac{1}{[4h_0^2+(d-u)^2]^{5/2}}\cos\left[5\ \text{arc tg}\ \frac{d-u}{2h_0}\right]+\right.$ $\left.+\frac{1}{[4h_0^2+(d+u)^2]^{5/2}}\cos\left[5\ \text{arc tg}\ \frac{d+u}{2h_0}\right]\right\}.$	mgal².km E^2.km $E^2.km^{-1}$	 $\lambda = \Delta G . \Delta S.$	$h_0' < h_0'' < h_0'''$ idem ca pentru Nr. 1.
5	Sfere identice	*b. Modele tridimensionale* $C_g(u,v)=4\pi(k\Delta\sigma)^2\cdot\left(\frac{4}{3}\pi R^3\right)^2 h_0 \cdot$ $\cdot\left\{\frac{1}{[(u-d)^2+v^2+4h_0^2]^{3/2}}+\right.$ $\left.+\frac{1}{(u+d)^2+v^2+4h_0^2]^{3/2}}\right\}$	mgal²km		

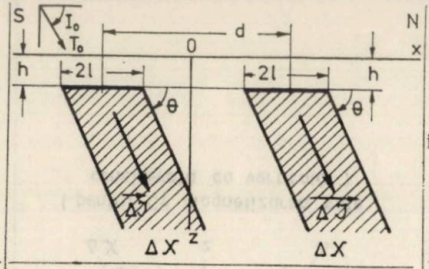
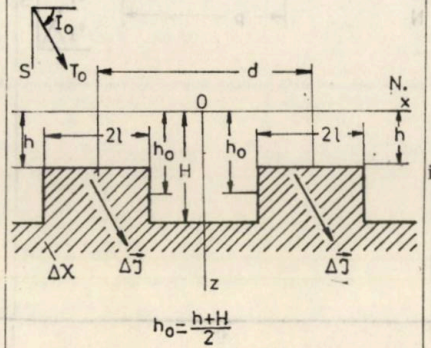
Tabelul III (continuare)

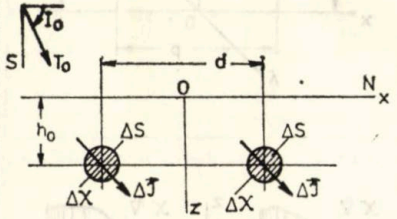
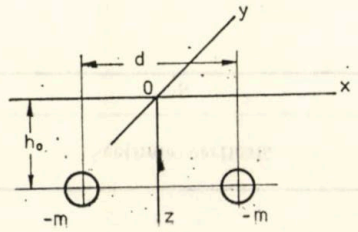
Nr. crt.	Modelul	Funcția de autocorelație	Unități de măsură	Secțiune verticală	Grafic
1	2	3	4	5	6
6	Cilindrii verticali identici semi-infiniți	$C_{gz}(u, v) = 4\pi(k\Delta_\sigma)^2.(\pi R^2)^2.h \cdot \left\{ \frac{1}{[(u-d)^2+v^2+4h^2]^{3/2}} + \frac{1}{[(u+d)^2+v^2+4h^2]^{3/2}} \right\}$	$E^2.km$		$h' < h'' < h'''$ idem ca pentru Nr. 5 însă C_{gz}.
7	Linii materiale verticale identice semi-infinite	$C_{gz}(u, v) = 4\pi(k\lambda).h \times \left\{ \frac{1}{[(u-d)^2+v^2+4h^2]^{3/2}} + \frac{1}{[(u+d)^2+v^2+4h^2]^{3/2}} \right\}$	$E^2.km$	 $\lambda = \Delta S.\Delta\sigma.$	$h' < h'' < h'''$ idem ca pentru Nr. 5 însă C_{gz}.
		Nota : K = constanta atracției universale ; $\Delta\sigma = \sigma_2 - \sigma_1$ contrastul de densitate ; $1E = 10^{-9}.s^{-2}$ (Eötvös) ; $1mgal = 10^{-5}.m.s^{-2}$.			

Tabelul IV

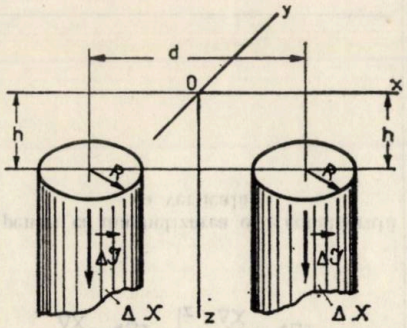
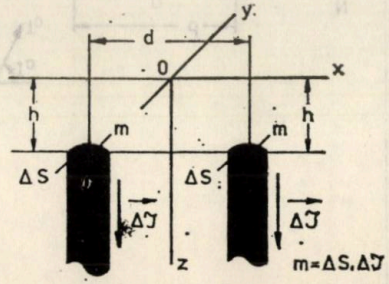
Nr. crt.	Modelul	Funcţia de autocorelaţie	Unităţi de măsură	Secţiune verticală	Grafic
1	2	3	4	5	6
8	Cilindrii orizontali identici infinit extinşi	*a. Modele bidimensionale (profile N — S)* $C_H(u) = 64\pi\Delta\mathcal{J}^2(\sin I_0 - \cos I_0)^2.(\pi R^2)^2.h_0^3 \times$ $\times \left\{ \frac{1}{[4h_0^2 + (d-u)^2]^3}\left[1-3\left(\frac{d-u}{2h_0}\right)^2\right] + \right.$ $\left. + \frac{1}{[4h_0^2 + (d+u)^2]^3}\left[1-3\left(\frac{d+u}{2h_0}\right)^2\right]\right\}$	$\gamma^2.\text{km}$	 (pentru C_T magnetizarea este considerată ca verticală)	$h_0' < h_0'' < h_0'''$ idem ca pentru Nr. 1 însă C_z şi C_z .
		$C_z(u) = 64\pi\Delta\mathcal{J}^2(\sin I_0 + \cos I_0)^2.(\pi R^2)^2.h_0^3 \times$ $\times \left\{ \frac{1}{[4h_0^2 + (d-u)^2]^3}\left[1-3\left(\frac{d-u}{2h_0}\right)^2\right] + \right.$ $\left. + \frac{1}{[4h_0^2 + (d+u)^2]^3}\left[1-3\left(\frac{d+u}{2h_0}\right)^2\right]\right\}$	$\gamma^2.\text{km}$		
		$C_{Z_z}(u) = 96\pi\Delta\mathcal{J}^2.(\sin I_0 + \cos I_0)^2.(\pi R^2)^2 \times$ $\times \left\{ \frac{1}{[4h_0^2+(d-u)^2]^{5/2}} \cos\left[5 \text{ arc tg } \frac{d-u}{2h_0}\right] + \right.$ $\left. + \frac{1}{[4h_0^2+(d+u)^2]^{5/2}} \cos\left[5 \text{ arc tg } \frac{d+u}{2h_0}\right]\right\}$	$\gamma^2.\text{km}^{-1}$		
		$C_T(u) = 8\pi\Delta\mathcal{J}^2.(\pi R^2)^2 \times$ $\times \frac{1}{h_0}\left[\frac{1}{4h_0^2 + (d-u)^2} + \frac{1}{4h_0^2 + (d+u)^2}\right].$	$\gamma^2.\text{km}$		

Tabelul IV (continuare)

Nr. crt.	Modelul	Funcția de autocorelație	Unități de măsură	Secțiune verticală	Grafic
1	2	3	4	5	6
9	Straturi inclinate bidimensionale identice semi-infinite	$C_{z_z}(u) = 16\pi\Delta\mathcal{J}^2(\sin I_0 + \cos I)^2 \cdot \sin^2\theta \cdot$ $\cdot h\left\{\frac{1}{4h^2+(d-u)^2} - \frac{1}{2}\cdot\frac{1}{4h^2+[(2l-d)+u]^2} - \right.$ $-\frac{1}{2}\cdot\frac{1}{4h^2+[(2l-d)-u]^2} + \frac{1}{4h^2+(d+u)^2} -$ $\left.-\frac{1}{2}\cdot\frac{1}{4h^2+[(2l-d)-u]^2} - \frac{1}{2}\cdot\frac{1}{4h^2+[(2l+d)+u]^2}\right\}$	$\gamma^2\cdot km^{-1}$		$h' < h'' < h'''$ idem ca pentru Nr. 2 însă C_{z_z}.
10	Horsturi bidimensionale identice	$C_{z_z}(u) = 16\pi\Delta\mathcal{J}^2(\sin I_0 + \cos I_0)^2\left\{\frac{h}{4h^2+(d-u)^2} + \right.$ $+\frac{h}{4h^2+(d+u)^2} + \frac{H}{4H^2+(d-u)^2} + \frac{H}{4H^2+(d+u)^2} -$ $-\frac{h+H}{(h+H)^2+(d-u)^2} - \frac{h+H}{(h+H)^2+(d+u)^2} - \frac{1}{2}\cdot$ $\cdot\frac{h}{4h^2+[(2l-d)-u]^2} - \frac{1}{2}\cdot\frac{h}{4h^2+[(2l-d)+u]^2} -$ $-\frac{1}{2}\cdot\frac{H}{4H^2+[(2l-d)-u]^2} - \frac{1}{2}\cdot\frac{H}{4H^2+[(2l-d)+u]^2} -$ $-\frac{1}{2}\cdot\frac{h+H}{(h+H)^2+[(2l-d)-u]^2} - \frac{1}{2}\cdot$ $\cdot\frac{h+H}{(h+H)^2+[(2l-d)+u]^2} - \frac{1}{2}\cdot$ $\cdot\frac{H}{4H^2+[(2l+d)-u]^2} - \frac{1}{2}\cdot\frac{H}{4H^2+[(2l+d)+u]^2} -$ $-\frac{1}{2}\cdot\frac{h+H}{(h+H)^2+[(2l+d)-u]^2} - \frac{1}{2}\cdot$ $\left.\cdot\frac{h+H}{(h+H)^2+[(2l+d)+u]^2}\right\}$	$\gamma^2\cdot km^{-1}$		$h_0' < h_0'' < h_0'''$ idem ca pentru Nr. 3 însă C_{z_z}.

1	2	3	4	5	6
11	Linii materiale orizontale identice infinit extinse.	$C_H(u) = 64\pi\Delta\mathcal{J}^2\cdot\Delta S^2(\sin I_0 - \cos I_0)^2\cdot$ $\cdot h_0^3\left\{\frac{1}{[4h_0^2+(d-u)^2]^3}\left[1-3\left(\frac{d-u}{2h_0}\right)^2\right]+\right.$ $\left.+\frac{1}{[4h_0^2+(d+u)^2]^3}\left[1-3\left(\frac{d+u}{2h_0}\right)^2\right]\right\}$	$\gamma^2\cdot$km		$h_0' < h_0'' < h_0'''$ idem ca pentru Nr. 1 însă C_z și C_{z_z} .
		$C_z(u) = 64\pi\,\Delta\mathcal{J}^2\cdot\Delta S^2(\sin I_0 + \cos I_0)^2\cdot$ $\cdot h_0^3\left\{\frac{1}{[4h_0^2+(d-u)^2]^2}\left[1-3\left(\frac{d-u}{2h_0}\right)^2\right]+\right.$ $\left.+\frac{1}{[4h_0^2+(d+u)^2]^3}\left[1-3\left(\frac{d+u}{2h_0}\right)^2\right]\right\}.$	$\gamma^2\cdot$km.		
		$C_{z_z}(u) = 96\pi\Delta\mathcal{J}^2\cdot\Delta S^2(\sin I_0 +$ $+\cos I_0)^2\left\{\frac{1}{[4h_0^2+(d-u)^2]^{5/2}}\cos\left[5\,\mathrm{arctg}\,\frac{d-u}{2h_0}\right]+\right.$ $\left.+\frac{1}{[4h_0^2+(d+u)^2]^{5/2}}\cdot\cos\left[5\mathrm{arctg}\,\frac{d+u}{2h_0}\right]\right\}.$	$\gamma^2\cdot$km^{-1}.	(pentru că magnetizarea este considerată ca verticală)	
		$C_T(u) = 8\pi\Delta\mathcal{J}^2\cdot\Delta S^2\cdot\ \frac{1}{h_0}\left[\frac{1}{4h_0^2+(d-u)^2}+\right.$ $\left.+\frac{1}{4h_0^2+(d+u)^2}\right].$	$\gamma^2\cdot$km		
12	Pereche de poli magnetici	*b. Modele tridimensionale* $C_z(u,v) = 4\pi m^2 h_0\left\{\frac{1}{[(d-u)^2+v^2+4h_0^2]^{3/2}}+\right.$ $\left.+\frac{1}{[(d+u)^2+v^2+4h_0^2]^{3/2}}\right\}$	$\gamma^2\cdot$km		$h_0' < h_0'' < h_0'''$ idem ca pentru Nr. 5 însă C_z.

Tabelul IV (continuare)

Nr. crt.	Modelul	Funcția de autocorelație	Unități de măsură	Secțiune verticală	Grafic
1	2	3	4	5	6
13	Cilindrii verticali identici semi infiniți.	$C_z(u, v) = 4\pi\Delta I^2(\pi R^2)^2 \cdot$ $\cdot h\left\{\frac{1}{[(d-u)^2+v^2+4h^2]^{3/2}}+\frac{1}{[(d+u)^2+v^2+4h^2]^{3/2}}\right\}$ (magnetizare verticală)	$\gamma^2 \cdot km$		$h' < h'' < h'''$ idem ca pentru Nr. 5 însă C_z.
14	Linii materiale verticale identice semi infinite.	$C_z(u, v) = 4\pi m^2 h\left\{\frac{1}{[(d-u)^2+v^2+4h^2]^{3/2}}+\right.$ $\left.+\frac{1}{[(d+u)^2+v^2+4h^2]^{3/2}}\right\}$ (magnetizare verticală)	$\gamma^2 \cdot km$		$h' < h'' < h''$ idem ca pentru Nr. 5 însă C_z.

Notă : $\Delta I \cong T_0\Delta\chi$; T_0 = intensitatea totală a cîmpului magnetic terestru ; $\Delta\chi = \Delta\chi_2 - \Delta\chi_1$, contrastul de susceptibilitate magnetică ; $1\gamma = Am^{-1}$ (gamma).

BIBLIOGRAFIE

1. Blackman, R., R. Tukey, J. W., *The Measurement of Power Spectra from the Point of View of Communications Engineering.* Part I and II ; Technical Journal (The Bell System) ; *1* (Ianuary) (1978) ; *2* (march) (1958).
2. Bartlett, M., S., *Periodogram Analysis and Continous Spectra.* Biometrika **37** (1950).
3. Scheriff, R., E., *Glossary of terms used in Geophysical Exploration.* Reprinted from Geophysics, 1970.
4. Horton, C., W., Hempkins, W., *A Statistical Analysis of some Aeromagnetic maps northwstern Canadian schield.* Geophysics **29**, *4.* (August), (1964).
5. Troskov, G., *Primenenia preobrajenii Fourier pri reşenii obratnoi problem t magnetnih gravimetriceskih razvedok* ; Prikladnaia Gheofizika, **30** (1961).
6. Gladki, K. V., *Razdelenie summarnih gravitationth polei kak protess ceastotno filtrații.* Prikladnaia Gheofizik, **25** ; (1960).
7. Bhattacharyya, B. K., *Magnetic anomalies due to prismshaped bodies with arbitrary polarization.* Geophysics, **29** (1964).
8. Odegard, M., Berg, I., *Gravity interpretation using the Fourier integral.* Geophysics, **30** (1965).
9. Bhattacharyya, B. K., *Continuos spectrum of the total magnetic filed anomaly due to a rectangular prismatic body.* Geophysics, **31** (1966).
10. Scharma, B., Gerdar, L. P., *Analysis of Gravity anomalies of two-dimensional faulte using Fourier transforms,* Geophysical Prospecting, **16** (1968).
11. Spectro, A., Bhattacharyya, B. K., *Energy spectrum and autocorelation function of anomalies due to simple magnetic models ;* Geophysical Prospecting, **14** (1966).
12. Milcoveanu, D., St. cerc. geol., geogr., geofiz., seria geofiz., **9**, *2* (1972) ; **11**, *1* (1973).
13. Milcoveanu, D., *Formulas useful in the interpretation of aeromagnetic profiles.* Rev. roum. geol., geogr. et geophys. seria Geophysique, **17**, *2* (1973).
14. Milcoveanu, D., *Beiträge zur Auswertung gravimetrischer Messungen mit Hilfe.* Frequenzanalyse ; Zeitschruft fur angewandte Geologie ; **18**, *1* (1972).
15. Milcoveanu, D., Petrol și gaze ; *5* (1969) ; *9* (1970), *5* (1971).

LA FONCTION DE CORRÉLATION ET NOUVELLES POSSIBILITÉS D'UTILISATION EN GÉOPHYSIQUE

RÉSUMÉ

Les expressions des fonctions de corrélation concernant les principales grandeurs géophysiques sont présentés pour un nombre de 48 modèles équivalents, utilisés pour l'interprétation des prospections géopysique.

De même, les caractéristiques et les propriétés de ces fonctions sont indiquées pour chaque modèle.

Les fonctions de corrélations ont une large applîcation pour la pratique de l'interprétation.

REVISTE PUBLICATE ÎN EDITURA ACADEMIEI REPUBLICII SOCIALISTE ROMÂNIA

STUDII ŞI CERCETĂRI DE GEOLOGIE, GEOFIZICĂ ŞI GEOGRAFIE

— GEOLOGIE
— GEOFIZICĂ
— GEOGRAFIE

REVUE ROUMAINE DE GÉOLOGIE, GÉOPHYSIQUE ET GÉOGRAPHIE

— GÉOLOGIE
— GÉOPHYSIQUE
— GÉOGRAPHIE

REVISTA STUDII ŞI CERCETĂRI DE GEOLOGIE, GEOFIZICĂ ŞI GEOGRAFIE—GEOFIZICĂ
publică studii şi cercetări originale, comunicări şi note din domeniile:

— gravimetrie,
— seismologie şi prospecţiuni seismice,
— fizica atmosferei şi meteorologie,
— geomagnetism şi aeronomie,
— electrometrie,
— prospecţiuni geofizice.

Manuscrisele se vor preda în două exemplare dactilografiate la două rînduri, iar formulele vor fi scrise clar şi citeţ cu cerneală, specificîndu-se pe margine sau cu sublinieri de diferite culori caracterele de literă sau semnele speciale. Nu se admit decît cel mult două corecturi la o coală dactilografiată. Fiecare exemplar va fi însoţit de figuri şi grafice, care se vor desena în tuş pe hîrtie de calc, de explicaţia figurilor, de tabele şi bibliografie. Indicaţiile bibliografice se vor da în următoarea ordine: numele complet al autorului, titlul revistei, volumul, pagina, anul (între paranteze). Pentru cărţi se vor da: titlul integral, editura, locul şi anul de apariţie.

1979 JAN 4

LUCRĂRI APĂRUTE ÎN EDITURA ACADEMIEI REPUBLICII SOCIALISTE ROMÂNIA

FLORIAN MARINESCU, Stratigrafia neogenului din vestul Bazinului Dacic, 1978, 156 p., 34 fig 6., pl., 17 lei.

* * * sub redacţia S. Ştefănescu, G. Murgeanu, V. Mihăilescu, Istoria ştiinţelor în România. Geologia, geofizica, geodezia, geografia, 1977, 324 p., 15 lei.

MIHAI CIOBANU, Fauna fosilă din oligocenul de la Piatra Neamţ, 1977, 160 p., 48 pl., 22 lei.

V. IANOVICI ş.a. Geologia Munţilor Apuseni, 1976, 743 p., 40 pl., 55 lei.

ION PETREUŞ, Pirita sedimentară, 1976, 134 p., 11 lei.

MIHAI BĂLAN, Mineralogia zăcămintelor manganifere de la Iacobeni, 1976, 124 p., 52 pl., 13,50 lei.

Atlasul Republicii Socialiste România Fascicula I, 1974, 8 pl., 200 lei, Fascicula II 1975, 12 pl., 200 lei.

IULIAN GAVĂT, RADU BOTEZATU şi MARIUS VISARION, Interpretarea geologică a prospecţiunilor geofizice, 1973, 575 p., 9 pl., 41 lei.

St. cerc. geol., geofiz., geogr., GEOFIZICĂ, T. 16, p. 1—168. Bucureşti, 1978

I.P.I. — c. 398

43 867

Lei 40